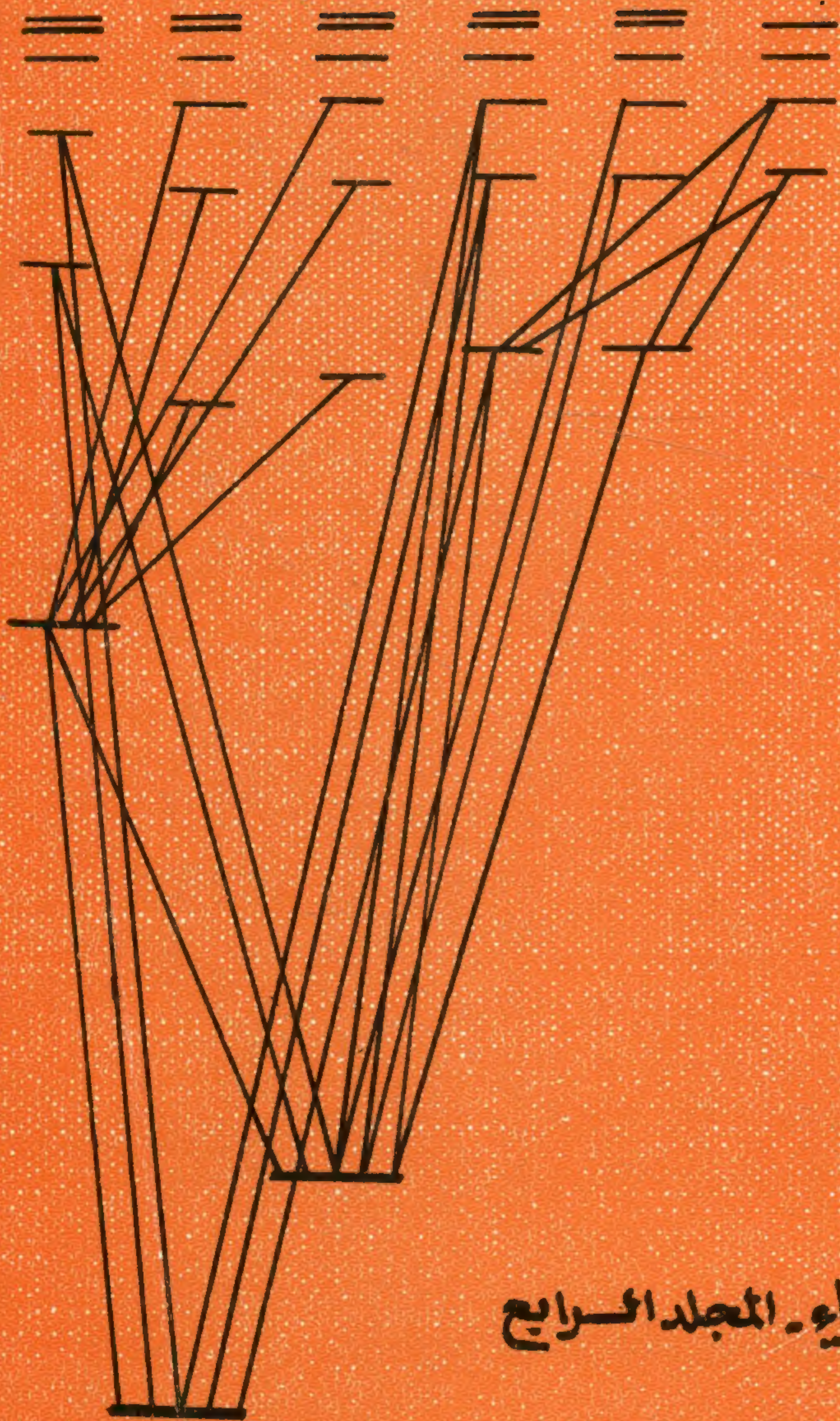


الفيزياء الكهربية



مقرر بيركلي في الفيزياء - المجلد الرابع



الدار الدولية للنشر والتوزيع

قيم تقريبية لثوابت فيزيائية هامة

من المقترح أن يتم حفظ الثوابت الموجودة في هذا الجدول بحيث تكون في متناولك دائماً بالنسبة للتقديرات البسيطة . أنظر جدول (أ) في الملحق من أجل القيم الدقيقة .

$$\begin{aligned}
 N_0 &\approx 6 \times 10^{23} \text{ (mol)}^{-1} : \text{عدد أفوجادرو} \\
 c &\approx 3 \times 10^{10} \text{ cm / sec} : \text{سرعة الضوء} \\
 e &\approx 1.6 \times 10^{-19} \text{ coulomb} : \text{شحنة الإلكترون} \\
 \alpha &\approx 1 / 137 : \text{ثابت التركيب الدقيق} \\
 mc^2 &\approx 0.5 \text{ MeV} : \text{طاقة السكون للإلكترون} \\
 M_p c^2 &\approx 940 \text{ MeV} : \text{طاقة السكون للبروتون} \\
 M_p/m &\approx 1800 : \text{نسبة كتلة البروتون إلى كتلة الإلكترون} \\
 R_\infty &= \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \approx 13.6 \text{ eV} : \text{طاقة التآين للهيدروجين} \\
 a_0 = \hbar/\alpha &\approx 0.5 \text{ \AA} = 0.5 \times 10^{-8} \text{ cm} : \text{نصف قطر بوهر للهيدروجين} \\
 (eh)/(2mc) &\approx 5.8 \times 10^{-9} \text{ eV/gauss} : \text{مجنيتون بوهر} \\
 r &\approx A^{1/3} \times (1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}) : \text{نصف القطر النووي (العدد الكتلي A)} \\
 &\approx 8 \text{ MeV} : \text{طاقة الربط النووية لكل نيوكليون} \\
 k \times (293^\circ\text{K}) &\approx (1/40) \text{ eV} : \text{«درجة حرارة الغرفة»} \\
 &4000 \text{ \AA} - 7000 \text{ \AA} : \text{«المنطقة الضوئية»} \\
 &3.0 \text{ eV} - 1.8 \text{ eV}
 \end{aligned}$$

ينظر الكترون فولت واحد القيم الآتية :

$\approx 12,000^\circ\text{K}$:	درجة حرارة
$\approx 2.4 \times 10^{14} \text{ cycles/sec}$:	تـسـرـد
$\approx 23,000 \text{ cal/mol}$:	طاقة جل
$\approx 8000 \text{ cm}^{-1}$:	عدد موجي
$\approx 12,000 \text{ \AA}$:	طول موجي

الغلاف الأمامي : تخطيط الحدود الخاصة بذرة الثاليوم المتعادلة .
الغلاف الخلفي : العشرية الباريونية .

أهداء ٢٠٠٩

أسرة المرحوم الدكتور / محمد عبد الرحمن الهيتي
جمهورية مصر العربية

الفيزياء الكمية

مقرر بيركلى فى الفيزياء - المجلد الرابع

دعمت المؤسسة القومية للعلوم اعداد هذا المقرر
بتقديم منحة إلى هيئة الخدمات التعليمية

مقرر بيركلى فى الفيزياء

تأليف

ايڤيند ه. ويكمان

أستاذ الفيزياء - جامعة كاليفورنيا، بيركلى

ترجمة

الأستاذ الدكتور محمد عبد الله سمى

أستاذ فيزياء الجوامد - كلية العلوم
جامعة القاهرة - جمهورية مصر العربية

الأستاذ الدكتور خليل محمد إبراهيم عبد

أستاذ الفيزياء النووية - كلية العلوم
جامعة القاهرة - جمهورية مصر العربية

مراجعة

الأستاذ الدكتور محمد عبد المنصور النازى

نائب رئيس جامعة المنصورة - سابقاً
أستاذ الفيزياء - كلية العلوم
جامعة القاهرة - جمهورية مصر العربية



الدولية للنشر والتوزيع

حقوق النشر

الطبعة الانجليزية : حقوق التأليف (C) ١٩٦٧ ، ١٩٧١ ماكجر وهيل للنشر ، جميع الحقوق محفوظة

Quantum Physics

محفوظة .

Berkeley Physics Course, Vol. 4

Eyvind H. Wichmann

الطبعة العربية الأولى : حقوق الطبع والنشر (C) ١٩٨٢ دار ماكجر وهيل للنشر ، جميع الحقوق محفوظة .

الطبعة العربية الثانية : حقوق الطبع والنشر (C) ١٩٩٢ ، جميع الحقوق محفوظة للناشر :



الدار الدولية للنشر والتوزيع

٣٨ ش الأهرام - روكسي - مصر الجديدة

ص . ب : ٥٥٩٩ هليوبوليس غرب - القاهرة

تليفون : ٢٥٨٢٨٨٧

تلكس : PBCRB Un ٢٠٠٧١ / ٢٠٠٧٠

فاكس : ٢٩١٨٠٥٩ / ٠٠٢٠٢

لا يجوز نشر أي جزء من هذا الكتاب أو اختزان مادته بطريقة الاسترجاع أو نقله على أي نحو أو بأي طريقه
سواء كانت البكترونية أو ميكانيكية أو بالتسجيل أو بالتصوير أو خلاف ذلك إلا بموافقة الناشر على هذا كتابة
ومقدماً .

ISBN 70 084811 4

مقدمة لمقرر بيركلى فى الفيزياء

هذا المقرر عبارة عن دراسة تمهيدية لمدة عامين فى الفيزياء الجامعية ، معدة للطلبة الذين سيتخصصون فى العلوم والهندسة . وهدف المؤلفين هو تقديم الفيزياء بقدر الإمكان كما تبدو للفيزيائيين البارزين فى مجالهم . وإننا ننشد تقديم مقرر يركز بشدة على أساسيات الفيزياء . وأهدافنا المحددة كانت تقديم الطلبة فى مرحلة مبكرة إلى أفكار النسبية الخاصة ، وفيزياء الكم ، والفيزياء الإحصائية . فى نفس الوقت أردنا أن يكون تقديمنا ذا طابع أساسى ، ولم يكن القصد أبداً هو إعداد مقرر يخدم الطلاب المتخصصين أو طلاب المراحل المتقدمة ، بل أعد هذا المقرر من أجل أى طالب يكون قد درس الفيزياء فى المرحلة الثانوية . ويجب أن يدرس فى نفس الوقت مع هذا المقرر مقررأ رياضياً يشمل التفاضل والتكامل .

وتشمل الأجزاء الخمسة للمقرر :

١ - الميكانيكا (كيتيل ، نايت ، رودرمان)

٢ - الكهربية والمغناطيسية (بيرسيل)

٣ - الموجات (كروفورد) .

٤ - فيزياء الكم (ويكان)

٥ - الفيزياء الإحصائية (ريف)

وقد أدى التطبيق الأولى لهذا المقرر بآلان م . بورتيس (Alan M. Portis) إلى ابتكار معمل جديد للفيزياء الأساسية ، يعرف الآن بمعمل بيركلى للفيزياء . ولأن المقرر يؤكد على مبادئ الفيزياء ، فن المحتمل أن يشعر بعض المدرسين بأن المقرر لايتناول الفيزياء التجريبية بالقدر الكافى . والمعمل غنى بالتجارب الهامة ، ومصمم بحيث يتعرض لموضوعات المقرر بأكمله .

وقد تم فى السنوات الأخيرة تخطيط وتطوير عدة مقررات جديدة للفيزياء الجامعية فى الولايات المتحدة الأمريكية . طرأت فكرة إعداد مقرر جديد لكثير من الفيزيائيين ، المهتمين بالتطورات الحديثة فى العلوم والهندسة ، وبزيادة الاهتمام بالعلوم فى المدارس الابتدائية والثانوية . ولقد ولد مقررنا عقب مناقشة بين فيليب موريسون (Philip Morrison) ، الآن فى معهد ماساتشوستس التكنولوجى ، وبين تشارلز كيتيل (C. Kittel) فى نهاية عام ١٩٦١ . ولقد شجعنا جون مايز (John Mays) وزملاؤه فى المؤسسة القومية للعلوم وشجعنا أيضاً والتر س . ميكلز (Walter C. Michels) رئيس هيئة

* من تلك ظهرت الأجزاء ١ ، ٢ ، ٣ ، وه من قبل . تعكس التغيرات فى المقدمة العامة للجزء الخاتى بعض التغيرات التنظيمية والى تم إعداد هذا الجزء فى خلفيتها .

الفيزياء الجامعية حينئذ . وتكونت لجنة غير رسمية برئاسة تشارلز كيتيل لوضع أسس المقرر خلال مراحله الأولية . وكان الاجتماع الأول للجنة في بيركلي في مايو عام ١٩٦٢ ، وفي هذا الوقت تم رسم الإطار المبدئي ، مشتملا على المواضيع والاتجاهات التي اعتقدنا بوجود وإمكانية تدريسها للطلبة المبتدئين في العلوم والهندسة . منذ ذلك الوقت طرأت بعض التغييرات على عضوية اللجنة ، وتشمل الآن الموقعين أدناه . ولقد تركت الحرية لكل مؤلف ، في مرحلة التكوين للمقرر لكي يختار الأسلوب والطريقة التي تبدو مناسبة للموضوع .

ولقد قدمت المنحة المالية لتطوير المقرر بواسطة الهيئة القومية للعلوم ، مع دعم غير مباشر لا يستهان به من جامعة كاليفورنيا . وتم الإشراف على رأس المال بواسطة مركز تطوير العلوم ، المساهم * (EDC) ، وهو مؤسسة لاتعمل من أجل الربح وتأسس للإشراف على برامج تحسين المناهج . ونحن مدينون بوجه خاص إلى جلبرت أوكلي (Gilbert Oakley) ، وجيمس الدريتش (James Aldrich) وإلى وليام جونز (William Jones) وكلهم من EDC ، وذلك لتشجيعهم العاطفي والحماسي . ولقد أسس EDC حديثاً مكتباً في بيركلي تحت الإدارة القديرة للسيدة ليل لويل (Mrs. Lila Lowell) وذلك للمساعدة في تطوير المقرر والمعمل .

وليس لجامعة كاليفورنيا علاقة رسمية مع برنامجنا ، لكنها قد ساعدتنا بطرق هامة . ومن أجل هذه المساعدة فإننا نشكر الأستاذ بيرتون ج موير (Prof. Burton J. Moyer) رئيس قسم الفيزياء ، والهيئة التعليمية والإدارية للقسم . وعلى وجه الخصوص فإننا نعترف بحميل الزملاء الذين قاموا بتجربة هذا المقرر في الفصول الدراسية ، والذين قدموا النقد والنصح من أجل التحسينات نتيجة تجاربهم .

وإننا نرحب دائماً بتصويباتك واقتراحاتك .

فرانك س. كروفورد ، البصير (Frank S. Crawford, Jr)

تشارلز كيتيل (Charles Kittel)

والتر د. نايت (Walter D. Knight)

آلان م. بورتيس (Alan M. Portis)

فريدريك ريف (Frederick Reif)

مالفين أ. رودرمان (Malvin A. Ruderman)

إيفيند ه. ويكمان (Eyvind H. Wichmann)

أ. كارل هلمهولتز (A. Carl Helmholz)

إدوارد م. بيرسل (Edward M. Purcell)

رؤساء

* سابقاً Educational Services Incorporated

مقدمة للجزء الرابع

يخصص هذا الجزء من المقرر بتركيز للفيزياء لفيزياء الكم . ويعتبر تقديماً للطالب الذي تناظر حصيلته في الفيزياء جزءاً كبيراً من المادة العلمية التي تحتويها الأجزاء السابقة من سلسلة الكتب . وإذن يكون الدارس المثالي هو طالب علوم أو هندسة في سنته الثانية . ولا يبدو من المعقول أو من العدل تأجيل دراسة كل جوانب الظواهر الكمية إلى ما بعد السنة الثانية في الدراسة ، خصوصاً في هذه الأيام وعلى ضوء التطورات التي حدثت في الفيزياء خلال الخمسين عاماً الماضية . أي مقرر جيد التوازن يجب أن يعكس بالتأكيد بعضاً من هذه التطورات .

إنني لا أعتقد بأن دراسة فيزياء الكم تكون أكثر صعوبة من دراسة أي فرع آخر من الفيزياء . نصادف في كل مجال من الفيزياء ظواهر نشعر بأنها سهلة وواضحة ، ونصادف في نفس الوقت ظواهر يصعب تفسيرها بصورة كمية . وفي الواقع ، أنه كان ينظر إلى كل الظواهر الكمية في وقت ما على أنها غامضة ومحيرة للغاية . وخلال الفترة الأولى من استكشاف هذا المجال ، عانى الفيزيائيون الكثير من المصاعب النفسية الحقيقية التي نشأت جزئياً من تحيز مفهوم في صالح دنيا الميكانيكا الكلاسيكية ، وجزئياً من عدم اكتمال الصورة التجريبية . ومع ذلك فلا يوجد هناك سبب في إعادة تجسيد تلك المصاعب بالنسبة لطالب اليوم المبتدئ . ومن المؤكد الآن أن الوصف الكلاسيكي ليس سوى وصف تقريبي للحقيقة ، وأصبح الآن في متناولنا كم هائل من النتائج العملية التي تمضد وتوضح السمات المختلفة للأفكار النظرية الحالية . وإنني لشديد الاعتقاد بأن ضمن الحقائق المعروفة يمكننا أن نجد مواضيع للمناقشة تكون قاطعة وسهلة إلى درجة أنه يمكن تداولها بطريقة أولية ، لكنها في نفس الوقت توضح أفكاراً ومبادئ هامة . وإنني أشك كثيراً في أن الطالب الموجه تفكيره إلى سلسلة من الحقائق الفيزيائية السهلة والهامة سوف يشعر بأن الظواهر الكمية هي أكثر غموضاً عن ظاهرة الجاذبية العامة ، مثلاً .

وهدفي في هذا الكتاب هو تقديم أمثلة مميزة من الظواهر الكمية ، لاطلاع القارئ على رتب عظم نمطية لبارمترات فيزيائية في الفيزياء المجهرية ، ولتقديمه إلى التفكير الميكانيكي الكمي . لقد حاولت أن أضمن بين مواضيع المناقشة ، ظواهر ومواضيع بحثية ذات أهمية خاصة بالنسبة لفهم الفيزياء . وحاولت في نفس الوقت بأن أبقى المناقشة في صورة أولية بقدر الإمكان . ولقد انتقيت موضوعات من مجالات متعددة للفيزياء المجهرية ولكنني لم أحاول أن أقدم تقريراً منهجياً مفصلاً لكل هذه المجالات . وفي رأيي أنه يجب أن نترك مثل هذه التقارير إلى مقررات على مستوى السنتين الثالثة والرابعة من مرحلة البكالوريوس .

أما بالنسبة للإعداد الرياضي للدارس فإن المتطلبات متواضعة . وإنني أفترض بأن القارئ قد درس بالفعل مقررأ في علم التفاضل والتكامل ، متضمناً مقدمة للمعادلات التفاضلية العادية وبعضاً من تحليل المتجهات . ولكي نبقى على اهتمام القارئ مركزاً في اتجاه الموضوعات الفيزيائية بدلا من تركيزه على المسائل الرياضية التقنية ، فلقد تجاهلت المواضيع التي قد تبدو في هذه المرحلة صعبة من الناحية الرياضية . والمواضيع التي تستدعي معرفة

خواص الدوال الخاصة ، أو طرق فصل المتغيرات في نظرية المعادلات التفاضلية الجزئية ، لم تناقش على الإطلاق . أما بالنسبة لعلم الجبر فلقد قررت آسفاً بأن أفترض عدم الدراية بنظرية المصفوفات وعلى هذا فلقد تحاشيت الموضوعات التي تعتبر نظرية المصفوفات بالنسبة لها أدوات رياضية طبيعية .

وإنني لا أعتقد بأي حال من الأحوال بأن إنجاز الأهداف العامة لهذا الجزء من المقرر يتطلب تدريس كل مادة هذا الكتاب في السنة الدراسية . وعلى العكس فلقد أردت أن أترك للمحاضر حرية حركة معقولة في اختيار موضوعات الدراسة وللمساعدة المحاضر في التخطيط لهذا المقرر فإنني أناقش الأهداف المحددة للفصول المختلفة في ملاحظات التدريس التي تتلو هذا التمهيد ، وقد حاولت تحديد ما يمكن اعتباره أقل برنامج . وإنني أشعر بعدم الضرر من وجود مادة للقراءة أكثر مما تدرس بالفعل في الصف ، حيث يوجد دائماً بعض الطلبة الراغبين في القراءة إلى أبعد مما تتضمنه المحاضرات .

إيفنت ه . ويكمان

أكتوبر ١٩٦٧

بيركلي ، كاليفورنيا

ملاحظات للتدريس والدراسة

ضمنت مادة الكتاب في تسعة فصول . ويشمل كل فصل العديد من البنود القصيرة ، المرقمة تسلسلياً ، والتي يتضمن كل منها بصفة عامة فكرة أو خطوة من التدرج الفكري . وقد رقت المعادلات ، والأشكال ، والجداول التي يتضمنها المرجع بأرقام البنود التي تنسب إليها أو التي تشير إليها . وقد ضمنّت الإشارات إلى مواضيع معينة في الكتاب على هيئة تذييلات . وتعطى المراجع العامة في نهاية الفصول . كما تعطى الجداول لمعطيات فيزيائية في الملحق ، وأيضاً على الصفحات الداخلية لغلاف الكتاب . * وتعطى مسائل للدراسة الفردية في نهاية الفصول . ويجب على الطالب الجاد أن يحل شطراً كبيراً جداً من تلك المسائل .

وتتكون مراجع هذا الكتاب من مقالات أصلية ، وكتب أخرى ، وأيضاً من مقالات جامعة أولية من النوع الممكن الحصول عليه في مجلة *Scientific American* . وأود أن أوجه الحديث الآتي إلى الطالب الذي سيقراً كتابي . سوف تحصل على صورة مشوشة للفيزياء إذا ما اقتصرت قراءاتك على الكتب فقط . فالمرجع يزودنا بالهيكل الأساسي لدراسات رتيبة ومنظمة ، لكنه لا يمكن أن يعكس ثراء وتنوع الجهود الفكرية في الفيزياء . فعلى سبيل المثال ، يعتبر هذا الكتاب قاصراً إلى درجة كبيرة في وصفه للوسائل التجريبية . ولتشجيعك في أن تبدأ في التعرف على ماتم نشره فقد ضمنّت في كتابي هذا إشارات إلى مقالات تتضمن تقارير عن أبحاث أصلية . بالتأكيد فإنني لا أتوقع بأن تقرأ أكثر من القليل من هذه المقالات ، لكنك عندما تصادف موضوعاً تجسد نفسك متعلقاً به على وجه الخصوص فإنني أحثك على الذهاب إلى المكتبة للبحث عن المصادر الأصلية . ومن المحتمل أن تجد أيضاً مقالات لا يكون عندك الحلفية اللازمة لها . وهناك مقالات كثيرة ، خصوصاً عن تجارب ، يمكنك قراءتها باستمداداتك الحالية ، وعليك أن تتخير منها ماتحب ويمكنك أن تحصل من مدرّسك على نصائح إضافية عن أمكنة البحث عن هذه المعلومات . المقالات الاستعراضية الأولية في مجلة *Scientific American* ، والتي تحتاج لقراءتها إلى القليل جداً من الإعداد يمكن أن تكون مفيدة جداً في هذه المرحلة . يمكنك أن تتعلم هناك عن التجارب الحالية وأيضاً عن المواضيع الحالية ذات الاهتمام .

وليست مسألة الوحدات من المسائل ذات الأهمية في هذا الكتاب . فيمكن للبحاضر أن يستخدم نظام *cgs* أو نظام *MKS* للوحدات وذلك تبعاً لما يفضله . (والمكان الوحيد الذي يكون فيه فرق بين النظامين هو في تعبير ثابت التركيب الدقيق .) وتعطى الثوابت في نظامي الوحدات . وتعرض النتائج التجريبية في نظام الوحدات العمل . وغالباً ما أقوم بكتابة المعادلات في المناقشات النظرية بصورة غير بعدية لاتظهر فيها الوحدات العيانية إطلاقاً .

* (ملاحظة أضيفت في المراجعة) قدم الكتاب كاملاً إلى الناشر في نهاية عام ١٩٦٧ ، وعلى هذا فإن الكتاب لا يحتوي على إشارات إلى الأعمال التي تمت أخيراً . ومع ذلك ، فيمكننا أن نقرر بأنه لم يحدث شيء في تلك الأثناء يمكن أن يؤثر تأثيراً جوهرياً على محتويات هذا الكتاب .

وفما يلي أود أن أعلق على محتويات كل فصل ، وذلك لشرح أهدافي ، وليبيان كيفية القيام بالتقسيمات ، بعض الموضوعات يشار إليها في الكتاب على أنها « موضوعات متقدمة » هذه الموضوعات ليست بالضرورة أكثر تقدماً من موضوعات أخرى يتم مناقشتها ، وليست أيضاً بالضرورة أكثر صعوبة . ولكن تمثل تلك الموضوعات خروجاً عن الخط الرئيسي في المواد المعروضة وعلى ذلك فيمكن حذفها بأمان دون أن تجعل بقية الكتاب متعذراً على الفهم .

والفصل الأول عبارة عن تمهيد عام يتم فيه مناقشة مجال الفيزياء الكمية ، ويتم التعليق فيه على بعض السمات التاريخية للفيزياء الكمية . وربما تكون أهم رسالة في هذا الفصل ، هي أن الفيزياء الكمية وثيقة الصلة بكل الفيزياء ولا تتعلق فقط بالظواهر « الميكروسكوبية » . ولإعداد مقرر مختصر يمكن ترك معظم الفصل الأول كواجب يقرأ ، ويمكن للمحاضر أن يحرص مناقشات محاضراته في المادة المتضمنة في البنود من ٢٧ إلى ٥٢ ، والتي تتعلق بدخول ثابت بلانك إلى عالم الفيزياء . ولا تحتاج المسائل في نهاية الفصل إلى إعداد خاص ويمكن أن يتضمنها المقرر المختصر .

يختص الفصل الثاني بمقادير الكميات الفيزيائية في الفيزياء الميكروثية (microphysics) . الهدف هو أن نعود الطالب على هذه المقادير ، لكي يكتشف التجمع « الطبيعي » للثوابت الفيزيائية ، وللكي يرى الطالب كيفية إجراء تقديرات بسيطة على أساس من نماذج بسيطة . وإني لأعتبر هذه الأهداف هدفاً هامة جداً ، والفصل ، مع التمرينات في نهايته ، يستحق اهتماماً خاصاً . ويمكن حذف البنود من ٤٧ - ٥٧ في المقرر المختصر .

يتعلق الفصل الثالث بمستويات الطاقة ، وذلك غير التفسير النظري لوجود تلك المستويات . سيأتي هذا التفسير ، وخرأ ، في الفصل الثامن . والسبب وراء هذا الترتيب الغريب إلى حد ما في العرض هو أنني أردت وضع كل المواضيع التي تحتاج إلى بعض المعرفة للمعادلات التفاضلية في مرحلة متأخرة قدر الإمكان من الكتاب . ويمكن تغيير هذا الترتيب تبعاً لمقدرة واستعداد الطالب . وقد أردت في الفصل الثالث إعطاء أمثلة واقعية لأنظمة المستويات وتخطيطات الحدود ، وبأن أوضح كيفية التوصل إلى استنتاجات بسيطة ، معتمدة على الحقيقة التجريبية من وجود أنظمة المستويات في الطبيعة . يمكن ترك جزء من الفصل كواجب للقراءة . وهناك نقطة هامة يجب مناقشتها بالتفصيل التام هي العلاقة بين زمن العمر وسمك المستوى (البنود من ١٤ إلى ٢٦) .

يتعلق الفصل الرابع بالخواص الموجية والجسيمية للفوتونات . إذ يشمل حقائق عملية هامة ، ويوجه القارئ إلى التفكير الميكانيكي الكمي عن تلك الحقائق . أشعر بأن هذا الفصل لا يمكن أن يستبعد أو يقسم .

ويناقش الفصل الخامس الطبيعة الموجية لكل الجسيمات المادية . فبعد قراءة الطالب للفصلين الرابع والخامس يكون قد تعلم أن كل الجسيمات الحقيقية الموجودة في الطبيعة لها خواص موجية ، وتكون لديه بعض الأفكار عن المفزى المباشر لهذه الحقيقة التجريبية البسيطة . وسيكون الطالب قد تعلم أيضاً أن الطبيعة الموجية للجسيمات لا تتعارض مباشرة مع معلوماتنا عن الفيزياء العيانية ، وعن السبب في ذلك . يتعلق الفصل الخامس إذن ،

وإلى حد كبير ، بمواضيع أساسية جداً . ويجب عدم استبعاد استنباط معادلة كلاين - جوردون (البنود من ٣٦ إلى ٤٦) . ويمكن ترك تفسير حلول معادلة موجية على أنها مناظرة لمتجهات في فراغ اتجاهي (البنود من ٤٧ إلى ٥٤) كواجب للقراءة ، أو ربما يمكن حذفها كلية . ويمكن أيضاً ، في مقرر مختصر ، أن نحذف مناقشة خيود الموجات بواسطة تركيب دوري (البنود من ١٦ إلى ٢٢) ، وذلك على الرغم من أنه من المريب حقاً أن نحذف نظرية لها الكثير جداً من التطبيقات العملية المؤكدة .

تم مناقشة علاقات عدم التيقن (البنود من ١ إلى ١٩) في الجزء الأول من الفصل السادس . هذه المادة ذات أهمية حاسمة ويجب عدم حذفها . وسيم في بقية الفصل السادس القيام بمحاولة لصياغة ومناقشة بعض القواعد العامة للتفكير الميكانيكي الكمي . يتم عرض نظرية للقياسات ، ويتم مناقشة فكرة المجاميع الإحصائية والتراكب المترابط واللامترابط . ولقد حاولت قدر الإمكان الإبقاء على هذه المناقشة على صورة فيزيائية ومع ذلك ، فلا يمكن أن ننكر بأن المناقشة في هذا الفصل تذهب أبعد بكثير عن المعتاد في الكتب التمهيدية ، ويمكن أن يشعر الكثير من القراء بأن هذه المادة يمكنها الانتظار إلى وقت لاحق . من جهة أخرى أشعر بأن بعضاً من الأفكار الأساسية في هذا الفصل لا تكون صعبة بصفة خاصة إذا ما تم عرضها بصورة مرتبة ، ومن الجدير محاولة عرض تلك الأفكار مبكراً .

يتم عرض مقدمة لنظرية شرودينجر في الفصلين السابع والثامن . وكان هدفي أن نبين ببعض التفصيل كيفية استخدام نظرية الميكانيكية الكمية وكيفية عملها . وبالنسبة لمقرر مختصر يمكن حذف البنود من ٤٩ إلى ٥١ من الفصل السابع والبنود من ٤٩ إلى ٥٨ من الفصل الثامن . وعلى الأرجح يجب عدم حذف المناقشة الخاصة باختراق الحاجز في اضمحلال ألفا (البنود من ٢٧ إلى ٤٨ ، الفصل السابع) ، وذلك لأنه من المؤكد أن يكون للمقارنة بين النظرية والتجربة رد فعل قوى .

يتعلق الفصل التاسع بمسألة الكيفية التي يمكن أن نصف بها التفاعلات المتبادلة بين الجسيمات الأولية . تحتوي البنود من ١ إلى ١٨ على مناقشة أولية عن عمليات التصادم . وفي البنود من ١٩ إلى ٣١ تم مناقشة بعض الحقائق المعروفة وبعض الأفكار النظرية عن الجسيمات . وتتبع هذه المناقشة بمناقشة كيفية عن بعض الأفكار الأساسية لنظرية المجال الكمية . والنتيجة الملموسة لهذه المناقشة هي الاستنباط المبسط لجهد يوكاوا في البنود من ٤٧ إلى ٥٥ . وبالنسبة لمقرر مختصر يمكن حذف الفصل التاسع كلية ، لكنني أشعر بوجود تقديم بعض الملاحظات عن مسألة التفاعلات البينية في مكان ما في المقرر . وبصرف النظر عما إذا كان محتوى الفصل التاسع سوف يدرس أم لا فلقد شعرت بوجود وجود هذه المعلومات عند الطالب المهتم . رغم كل ذلك فإن المسائل المطروحة تعتبر في محط اهتمام الفيزياء المعاصرة .

الهدف من المسائل الموجودة في نهاية كل فصل هو زيادة توضيح المواضيع تحت المناقشة . تتنوع هذه المسائل إلى درجة كبيرة في درجة الصعوبة . ويوجد عدد قليل من تلك المسائل يمكن حله بمجرد التعويض بقيم عددية في صيغ موجودة في مكان ما من الكتاب . وهناك عدد معين من تلك المسائل يؤدي الغرض الهام من إعطاء القارئ الإحساس بالقيم العددية للمقادير الفيزيائية المتعلقة بموضوع الكتاب . ومع ذلك ، فلقد

أردت بانتقائي هذا تضمين مسائل تختبر حقيقة فهم القارىء للمقرر ، ولم أرد أن تتوه تلك المسائل في تخضم عدد كبير من المسائل البسيطة . ولقد افترضت ، بالإضافة إلى ذلك ، بأن كل محاضر سوف تكون لديه الرغبة في وضع عدد معين من مسائله الخاصة ، يلائم مقرره المختار ، وإذا ما ظهرت الحاجة إلى ذلك فإن بعض تلك المسائل من الممكن أن يكون من نوع التعويض البسيط . إذا ما حذف محاضر بعض أجزاء من المقرر ، فإنه بالطبع سوف يحذف أيضاً المسائل المناظرة لتلك الأجزاء ومن المرجح أن يستبدلها بأخرى .

وبالإضافة إلى تلك الاقتراحات المحددة عما يمكن حذفه ، فإن المحاضر لديه الحرية في حذف أجزاء أخرى متفرقة ، وأن يختصر ويبسط المناقشة ، بدون أن يتعارض مع الهدف من هذا الكتاب . وفي مقرر مختصر من الممكن أن تغطي المحاضرات ما يراوح بين نصف وثلثي مادة هذا الكتاب . وأنتى أقدر بأن هذه الكمية سوف تناظر حوالى عشرين ساعة من المحاضرات ، وهذا إذن هو الزمن الأدنى الذى يجب إعطاؤه لجزء الفيزياء الكمية في المقرر .

المحتويات

بسم الله الرحمن الرحيم

مقدمة لمقرر بيركلي في الفيزياء	...
مقدمة للجزء الرابع	...
ملاحظات للتدريس والدراسة	...

الفصل الأول

تمهيد

١ - ٧	مجال الفيزياء الكمية	...
٨ - ١٩	الذرات والجسيمات الأولية	...
٢٠ - ٢٦	حدود تطبيق النظرية الكلاسيكية	...
٢٧ - ٤٠	اكتشاف ثابت بلانك	...
٤١ - ٤٦	التأثير الكهروضوئي	...
٤٧ - ٥٥	مسألة الاستقرار وحجوم الذرات	...
٦٤	مراجع لدراسة إضافية	...
٦٥	مسائل	...

الفصل الثاني

مقادير الكميات الفيزيائية في الفيزياء الكمية

١ - ١٠	وحدات وثوابت فيزيائية	...
١١ - ١٨	الطاقة	...
١٩ - ٣٢	المقادير المميزة للفيزياء الذرية والجزيئية	...
٣٣ - ٣٩	حقائق الفيزياء النووية ذات الأهمية الجوهرية	...
٤٠ - ٤٣	القوى الشاقولية والكهرمغناطيسية	...
٤٤ - ٤٦	فيما يتعلق بالشغل العددي	...
٤٧ - ٥٧	موضوع متقدم : الثوابت الطبيعية الأساسية	...
١١٦	مراجع لدراسة إضافية	...
١١٦	مسائل	...

الفصل الثالث مستويات الطاقة

صفحة		
١٢٤	تخطيطات الحدود	١٣ - ١
١٣٩	الاتساعات المحدودة لمستويات الطاقة	٢٦ - ١٤
١٤٧	استطراد مناقشة المستويات وتخطيطات الحدود	٤٢ - ٢٧
١٦٨	اتساع دوبلر والاتساع بالتصادم لخطوط الطيف	٤٦ - ٤٣
١٧٢	موضوع متقدم : عن نظرية الانتقالات الكهرمغناطيسية	٥٦ - ٤٧
١٧٨	مراجع لدراسة إضافية	
١٨٠	مسائل	

الفصل الرابع الفوتونات

١٨٦	الفوتون كجسيم	١٧ - ١
١٩٨	تأثير كبتون : إشعاع الفرملة ، تخليق وفناء الأزواج	٣٠ - ١٨
٢١٠	هل الفوتونات قابلة للإنقسام	٥٠ - ٣١
٢٢٣	مراجع لدراسة إضافية	
٢٢٤	مسائل	

الفصل الخامس الجسيمات المادية

٢٣٠	موجات دي برولي	١٥ - ١
٢٤٤	نظرية الحيوود لتركيب دورى	٢٢ - ١٦
٢٥٤	لا يوجد غير ثابت بلانك واحد	٢٧ - ٢٣
٢٥٨	هل يمكن للموجات المادية أن تنشط ؟	٣٥ - ٢٨
٢٦٣	المعادلة الموجية ومبدأ التراكب	٤٦ - ٣٦
٢٦٨	موضوع متقدم : حيز المتجهات للحالات الفيزيائية	٥٤ - ٤٧
٢٧٤	مراجع لدراسة إضافية	
٢٧٥	مسائل	

الفصل السادس

مبدأ عدم التيقن ونظرية القياسات

صفحة		
٢٨٢	علاقات عدم التيقن لهيزنبرج	١٩ - ١
٢٩٧	القياسات والمجموعات الإحصائية	٢٠ - ٤٠
٣١٧	السمات والشدات	٤١ - ٤٩
٣٢٣	هل من الممكن من حيث المبدأ التكهن بنتيجة كل قياس ؟	٥٠ - ٥٦
٣٢٦	الضوء المستقطب وغير المستقطب	٥٧ - ٦١
٣٢٩	مراجع لدراسة إضافية	
٣٣١	مسائل	

الفصل السابع

الميكانيكا الموجية لشرودينجر

٣٣٨	معادلة شرودينجر الموجية غير النسبية	١٨ - ١
٣٥١	بعض مسائل « الحواجز البسيطة »	١٩ - ٣٦
٣٦٦	نظرية إشعاع ألفا	٣٧ - ٤٨
٣٨١	موضوع متقدم : معايرة الدالة الموجية	٤٩ - ٥١
٣٨٤	مراجع لدراسة إضافية	
٣٨٥	مسائل	

الفصل الثامن

نظرية الحالات المستقرة

٣٩٠	التكيم كسألة قيمة مميزة	١ - ٢٦
٤١١	المتذبذب التوافقي - الإثارات الاهتزازية والدورانية للجزيئات	٢٧ - ٤١
٤٢٥	الأنظمة شبيهة - الهيدروجين	٤٢ - ٤٨
٤٣١	موضوع متقدم : متغيرا موضع المكان و كمية التحرك في نظرية شرودينجر	٤٩ - ٥٨
٤٣٦	مراجع لدراسة إضافية	
٤٣٧	مسائل	

الفصل التاسع الجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية

صفحة		
٤٤٦	العمليات التصادمية والصورة الموجية	١ - ١٨
٤٦٥	ما هو المقصود بالجسيم ؟	١٩ - ٣١
٤٨٠	الأفكار الأساسية لنظرية المجال الكمية	٣٢ - ٤٦
٤٩٠	البیونات والقوى النووية	٤٧ - ٥٥
٤٩٦	ملاحظات ختامية	
٤٩٨	مراجع لدراسة إضافية	
٤٩٩	مسائل	
٥٠٣	ملحق	
٥٠٤	ثوابت فيزيائية عامة	أ
٥٠٦	الجسيمات الأولية الأكثر استقراراً	ب
٥٠٨	العناصر الكيميائية	ج
٥١٠	المصطلحات العلمية (عربي - إنجليزي)	
٥٣٢	المصطلحات العلمية (إنجليزي - عربي)	
٥٥٤	الفهرس الأبجدي	

الفصل الأول

تمهيد

٢٠	مجال الفيزياء الكمية	٧	إلى ١	البند ٠ من
٢٤	الذرات والجسيمات الأولية	١٩	إلى ٨	
٣٥	حدود تطبيق النظرية الكلاسيكية	٣٦	إلى ٢٠	
٤٠	إكتشاف ثابت بلانك	٤٠	إلى ٢٧	
٥٢	التأثير الكهرضوئي	٤٦	إلى ٤١	
٥٦	مسألة الإستقرار وحجوم الذرات	٥٥	إلى ٤٧	
٦٤	مراجع لدراسة إضافية			
٦٥	مسائل			

الفصل الأول

تمهيد

مجال الفيزياء الكمية

١ - في هذا الجزء من المقرر سوف ندرس فيزياء عالم الذرات والأنوية والجسيمات الأولية . وفي هذا الصدد سوف نتعرض لسمات جديدة للطبيعة : جديدة بمعنى أننا لم نناقشها بطريقة منهجية في الأجزاء السابقة . هذه السمات تتصل عادة بالظواهر الكمية ، لذا سوف نسمى مادة هذا الجزء فيزياء كمية . كما أن النظرية الرياضية الأساسية المقبولة حالياً تعرف بالميكانيكا الكمية .

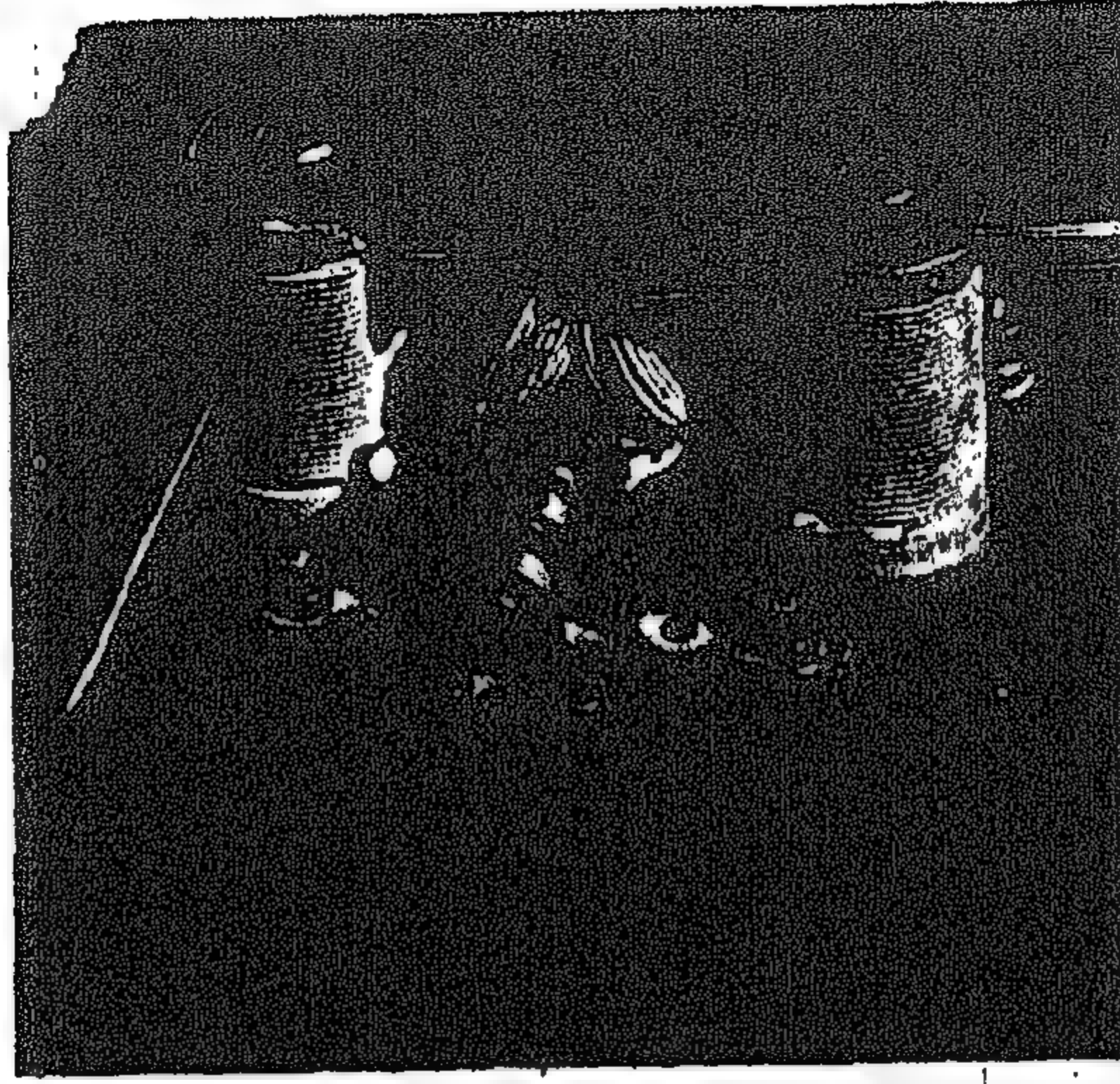
ويجب ألا يتبادر إلى الذهن أن «الفيزياء الكمية» هي بمثابة شيء لا يعنى العالم العياني (الماكروسكوبي) . ففي واقع الأمر أن الفيزياء الكمية تشمل كل ما هو فيزياء ؛ كما أن قوانيننا في الفيزياء الكمية كما نعرفها اليوم هي القوانين الأكثر شمولاً للطبيعة .

٢ - لقد درسنا في الأجزاء السابقة - من مقرر فيزياء بيركلي - الظواهر الفيزيائية في العالم العياني (الماكروسكوبي) . وقوانين الطبيعة التي اكتشفناها هي قوانين الفيزياء الكلاسيكية . ويمكننا القول بصفة عامة أن الفيزياء الكلاسيكية تهتم بملامح الطبيعة التي لا يعنىها مباشرة التركيب الجوهري للمادة . أما في هذا الجزء ، فسوف ندرس بالتحديد الجسيمات الأولية ، وعلينا محاولة اكتشاف القوانين التي تحكم سلوك هذه الجسيمات . بالطبع سوف نركز انتباهنا على المجالات الفيزيائية التي تظهر فيها هذه القوانين بوضوح تام ، وهذا يعنى أن ندرس الحالات التي تحتوى على تفاعلات بينية لعدد قليل من الجسيمات في المرة الواحدة . وعليه فإن معظم الفيزياء المدروسة في هذا الجزء يمكن أن نطلق عليها الفيزياء المجهرية (الميكروسكوبية) : فنحن ندرس أنظمة « صغيرة » مكونة من عدد صغير من الجسيمات الأولية .

ولكن إذا عرفنا القوانين الأساسية التي تحكم عالم الجسيمات الأولية استطعنا من ناحية المبدأ - أن نتنبأ بسلوك الأنظمة الفيزيائية للعالم العياني ، أي التي تتكون من عدد كبير من الجسيمات الأولية . وبالتالي فإن قوانين الفيزياء الكلاسيكية إنما تنبع من قوانين الفيزياء المجهرية ، وأن الميكانيكا الكمية بهذا المعنى وثيقة الصلة بالعالم العياني كما هي وثيقة الصلة بالعالم المجهرى .

٣ - عندما نطبق قوانين الفيزياء الكلاسيكية على أنظمة العالم العياني فائنا نحاول أن نصف فقط الملامح الإجمالية الأكيدة لسلوك النظام . فنحن نأخذ في الاعتبار - مثلاً - حركة « الجسم الصلب » ككل ، ولكننا لا نحاول مناقشة حركات كل المكونات الأولية لهذا الجسم . هذه إحدى الملامح المميزة للنظريات الكلاسيكية في الفيزياء عند تطبيقها على أنظمة العالم العياني ، إذ تهمل التفاصيل الدقيقة لسلوك النظام ولا تبذل محاولة ما للتعرف على كل صفات الحالة . بهذا المعنى فإن قوانين الفيزياء الكلاسيكية إنما هي قوانين تقريبية لوصف الطبيعة . ويجب اعتبارها أشبه بصيغ نهائية لقوانين الفيزياء الكمية الأكثر تأصيلاً وشمولاً .

نظريات الظواهرية



مثال لنظام ميكانيكي - كى . سلوك هذا المحرك الكهربى (وبطارية المصباح اليدوى الذى يستخدم كمصدر قدرة) محكوم بقوانين الميكانيكا الكمية ، بالرغم من أن المؤلف لم يتوقع هذا على الإطلاق عندما منح هذا المحرك منذ حوالى ثلاثين عاماً مفضت .

بالطبع يعتمد تصميم المحرك الكهربى على النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية والميكانيكا الكلاسيكية ، التى هى صيغ نهائية لميكانيكا الكم ، ولا يمكن لمهندس مفكر أن يحاول وصف نظام كبير كهذا بدلالة التفاعلات بين الجسيمات الأولية الداخلة فى تكوينه .

وبتميز آخر ، فالنظريات الكلاسيكية هى نظريات ظواهرية (*Phenomenological*) ومثل هذه النظريات تحاول أن تصف وتلخص الحقائق التجريبية المحصورة فى بعض المناطق المحدودة للفيزياء . وليس المقصود بها أن تصف كل شئ فى الفيزياء ، ولكن النظرية الظواهرية الجيدة ، إن وجدت ، كفيلة بأن تصف بدقة كبيرة كل شئ داخل المنطقة المحدودة . وربما يرغب القارئ ذو الميول الفلسفية فى إبداء ملاحظة أن كل نظرية فيزيائية هى من الناحية الجوهرية نظرية «ظواهرية» وأن الفرق بين النظرية الأساسية والنظرية الظواهرية إنما هى مسألة مدى أو حدود . ولكننا كفيزيائيين - نعى فرقاً واضحاً بين النوعين من النظريات . فقوانيننا الأساسية للطبيعة إنما تتميز بعموميتها الفائقة ؛ ونحن لا نعرف أية استثناءات لما تنص عليه . لذلك فنحن نعتبرها أشبه بالحقيقة ودقيقة وصالحة عالمياً لحين وجود دلائل تجريبية واضحة تنفى ذلك . وعلى نقيض ذلك ، فالقوانين التى تشملها النظرية الظواهرية متعارف على أنها ليست ذات شرعية عالمية ؛ نحن ندرك أنها صالحة (بمعنى ، أنها ذات دقة كافية) ، فقط فى بعض المناطق المحدودة فى الفيزياء ، أما خارج هذه الحدود فقد تفقد معناها تماماً .



ولد ألبرت أينشتاين (Albert Einstein) عام ١٨٧٩ في ألم
بألمانيا ، توفي عام ١٩٥٥ ، درس في معهد التقنية (ETH) بزيورخ ،
سويسرا ، وبعد حصوله على الدبلوم عام ١٩٠٠ شغل منصب فاحص
اختراعات في مكتب تسجيل الاختراع السويسري بـرن . في هذه الفترة
كتب ثلاث نشرات علمية مشهورة ، ظهرت كلها في عدد ١٩٠٥ من
مجلة "Annalen der Physik" ، وتعلق بالتأثير الكهروضوئي ،
وحركة براونين ، والنسبية الخاصة ، وعقب ذلك شغل عدة مناصب
في بـرن ، زيورخ وبراج ، ثم شغل منصب مدير معهد القيصر ويلهلم في
برلين ، وفي عام ١٩٣٣ أصبح عضو معهد الدراسات العليا في برنستون ،
نيوجرسي . واستقر نهائياً بالولايات المتحدة الأمريكية . وقد حصل
على جائزة نوبل في عام ١٩٢١ .

ويعتبر أينشتاين بصفة عامة أعظم نوابغ الفيزيائيين لهذا القرن ، وأحد
العلماء العمالقة لكل العصور . فقد امتلك إلى درجة غير عادية القدرة
على التقاط جوهر الظواهر الفيزيائية ، وليس من الممكن في عجالة أن
نوفي مساهمته العظيمة المتعمقة دائماً حول المسائل الأساسية في الفيزياء ،
فنظريته في النسبية العامة تقف شامخة لتمثل واحدة من أعظم الخلق الثقافي
المتميز على مر العصور (صورة بالإذن من Physics Today).

٤ - يجب بالطبع ألا نقبل من قدر النظريات الظاهرية. فهي تخدم هدفاً للغاية ألا وهو تلخيص معرفتنا العملية في مجالات الفيزياء المتعددة . وهناك حالات كثيرة في الفيزياء نعتقد بوجود نظرية أساس لها ، ولكن تعقيدات الظواهر تمنعنا من عمل تنبؤات دقيقة مبنية على « المبادئ الأولية » . في مثل هذه الحالة علينا أن نجرب نظرية ظاهرية مبسطة تعتمد جزئياً اعتماداً مباشراً على الحقيقة التجريبية ، وجزئاً على بعض الملامح العامة للنظرية الأساسية . فنحن ندع - بتعبير آخر - « الأنظمة الفيزيائية لتؤدي » بعضاً من أعمالنا النظرية » . هناك بالإضافة إلى ذلك بعض حالات في الفيزياء حيث تفتقد النظرية الأساسية . عندئذ فإن أية نظرية ظاهرية يمكن إنشاؤها (على أساس نموذج متواضع) تمثل خطوة مفيدة في طريق البحث عن نظرية أكثر شمولاً .

عندما نحاول أن نفهم ظاهرة فيزيائية غير مألوفة فن الواضح منطقياً أن نجرب أبسط الأشياء أولاً . بمعنى أن نجرب نظرية أو نموذجاً قد ثبت نجاحه في ظرف يبدو مماثلاً . فإذا ثبت نجاح هذا النموذج فقد تعلم شيئاً ، وإذا ثبت عدم نجاحه فقد تعلمنا أيضاً شيئاً ما .

إن الأمر الهام الذي يجب أن نضعه في الحسبان هو أن تلك النماذج ما هي إلا مجرد نماذج ، وليس بالضرورة أن توصف كل الفيزياء بدلالة نموذج وحيد .

٥ - كثيراً ما يتحدث الناس عن « الثورة » في الفيزياء والتي نجمت عن اكتشاف ميكانيكا الكم . « الثورة » كلمة درامية (ذات جاذبية غريبة على ما يبدو) وتوحي بأن شيئاً ما قد انقلب رأساً على عقب . هنا يجب التنويه بأن قوانين الفيزياء الكلاسيكية - عند تطبيقها على الحالات التي صممت النظرية الكلاسيكية لوصفها - لم تنقلب رأساً على عقب . فحركة البندول - على سبيل المثال - مازالت توصف حتى يومنا هذا بنفس الطريقة التي كانت توصف بها في القرن التاسع عشر .

بالإضافة إلى ذلك فإن المفاهيم الكلاسيكية كثيراً ما استخدمت بنجاح لتحصيل فهم جزئي لظواهر الفيزياء المجهرية : فهي مفاهيم ذات صلاحية تقريبية . ومن المهم أن ندرك تلك الحدود التي يمكن فيها تطبيق الأفكار الكلاسيكية ، وفي هذا الفصل سوف نحاول أن نعطي القارئ فكرة سريعة عن هذه الحدود . كما أن ما سنتعلمه حول الظواهر الكمية - في الفصول اللاحقة - سوف يصل بالقارئ إلى مفهوم أكثر دقة لهذه المسألة الحيوية .

وفيما يختص بعدم الصلاحية العالمية للنظريات الكلاسيكية للفيزياء فقد تأكد هذا الأمر بما لا يدع مجالاً للشك بفضل كثير من التجارب التي أجريت أثناء هذا القرن . وسوف نبرز في هذا الجزء بعضاً من الدلائل التجريبية الموضوعية لنقنع القارئ بهذه الحقيقة .

٦ - عندما نفكر في التغيرات التي قد حدثت في الفيزياء أثناء هذا القرن يجب أن نتذكر أنه لم توجد أبداً نظرية كلاسيكية شمولية للمادة . فالقوانين الكلاسيكية هي قوانين ظاهرية جيدة ، ولكنها لا تخبرنا بكل شيء عن الأجسام العيانية . فبواسطة هذه القوانين يمكننا أن نصف سلوك (حركة) آلية مكونة من مجموعة زنهركات وروافع ، وحدافات ، الخ ، إذا أعطينا بعض « الثوابت المادية » مثل الكثافة ،

معامل اللزوجة ، النخ ، للمواد الداخلة في تركيب الآلية . ولكن ، إذا سألنا لماذا تكون الكثافات كما هي عليه ، لماذا تأخذ ثوابت المرونة قيماً بعينها ، لماذا ينكسر القضيب إذا زاد الشد فيه عن حد معين وهكذا ، فإن الفيزياء الكلاسيكية تبقى صامتة وعاجزة عن الرد . فالفيزياء الكلاسيكية لا تدلنا على سبب انصهار النحاس عند 1083°C ، أو سبب انبعاث الضوء الأصفر من بخار الصوديوم ، أو سبب امتلاك الهيدروجين لخواصه الكيميائية أو سبب إضاءة الشمس ، أو سبب انحلال ذرة اليورانيوم تلقائياً ، أو سبب توصيل الفضة للتيار الكهربائي وسبب امتلاك الكبريت الخاصية العزل ، أو سبب تصنيع المغناطيسات من الصلب . ونستطيع أن نستطرد ونستطرد مسجلين كل الحقائق اليومية المحسوسة التي لا تملك الفيزياء الكلاسيكية الإجابة عليها إلا فيما ندر .

٧ - ولعل القارئ يريد أن يعرف ، هل نمتلك الآن نظرية شاملة للمادة ؟ والجواب بالنفي ؛ نحن لا نتوافر لدينا نظرية تستطيع شرح كل ما يحدث في عالمنا . إلا أن معرفتنا عن الطبيعة قد توسعت توسعاً عظيماً خلال الستين عاماً الأخيرة . فقد اكتشفنا ملامح للطبيعة لم نكن نحلم بها أبداً ، كما أننا نجحنا في حل كثير من المشاكل القديمة . ومن العدل أن نقول أننا - على سبيل المثال - نحيط الآن علماً بحقائق الكيمياء وخواص المادة في مجملها : ففي مجالات الفيزياء هذه نستطيع أن نجيب على أسئلة لم يكن ممكناً مناقشتها من خلال النظرية الكلاسيكية .

الذرات والجسيمات الأولية

٨ - دعنا نتناول فكرة الجسيمات الأولية . ويرجع الفضل لبعض الفلاسفة الإغريق القدماء لكونهم أول من قدم مفهوم الذرات في نظرية المادة . (وليس هذا استثناء فهناك احتمال أن آخرين قد سبقوهم بزمان طويل بأفكار مشابهة .) ، ويجب أن نستدرك هنا أن « ذرات » القدماء ليست بالتأكيد نفس الأشياء التي نتحدث عنها في وقتنا هذا كذرات . وليست من الأمور البسيطة في الواقع أن نفهم بدقة حقيقة ماقصده الفلاسفة الإغريق بمعنى هذا اللفظ ، ولكن المسألة الرئيسية التي كانت تعنيهم هي ما إذا كانت المادة يمكن تفتيتها لانهائياً أم لا وإذا لم يكن ممكناً تفتيت المادة لانهائياً ، فإن علينا اكتشاف ، وبمقياس متناه في الصغر ، المكونات الأولية للمادة ، أو « الذرات » . وكل ما نفعله أن نأخذ قطعة كبيرة من مادة ثم نعيد تقسيمها مرة بعد أخرى إلى قطع أصغر فأصغر . وبالضرورة سوف يصل هذا التقسيم إلى نهاية ، لنجد شيئاً لا يمكن أن ينقسم بعد ، وتلك هي « الذرة » (الكلمة في حقيقتها تعني « غير قابل للانقسام ») .

وقد اعتقد الذريون الإغريق بأن المواد مبنية بالفعل من « الذرات » ، وفي أغلب الظن قد شعروا بأن الملامح المتباينة للمادة يمكن أن تشرح بشكل ما بدلالة تشكيلات مختلفة (وحركات ؟) « للذرات » . ونحن اليوم نعتقد بشيء مماثل ولكنه مشوب بالغموض ، لكن يوجد بالتأكيد فرق شاسع بين نظريتنا العددية أو الكمية وبين التخمينات الغامضة للقدماء .

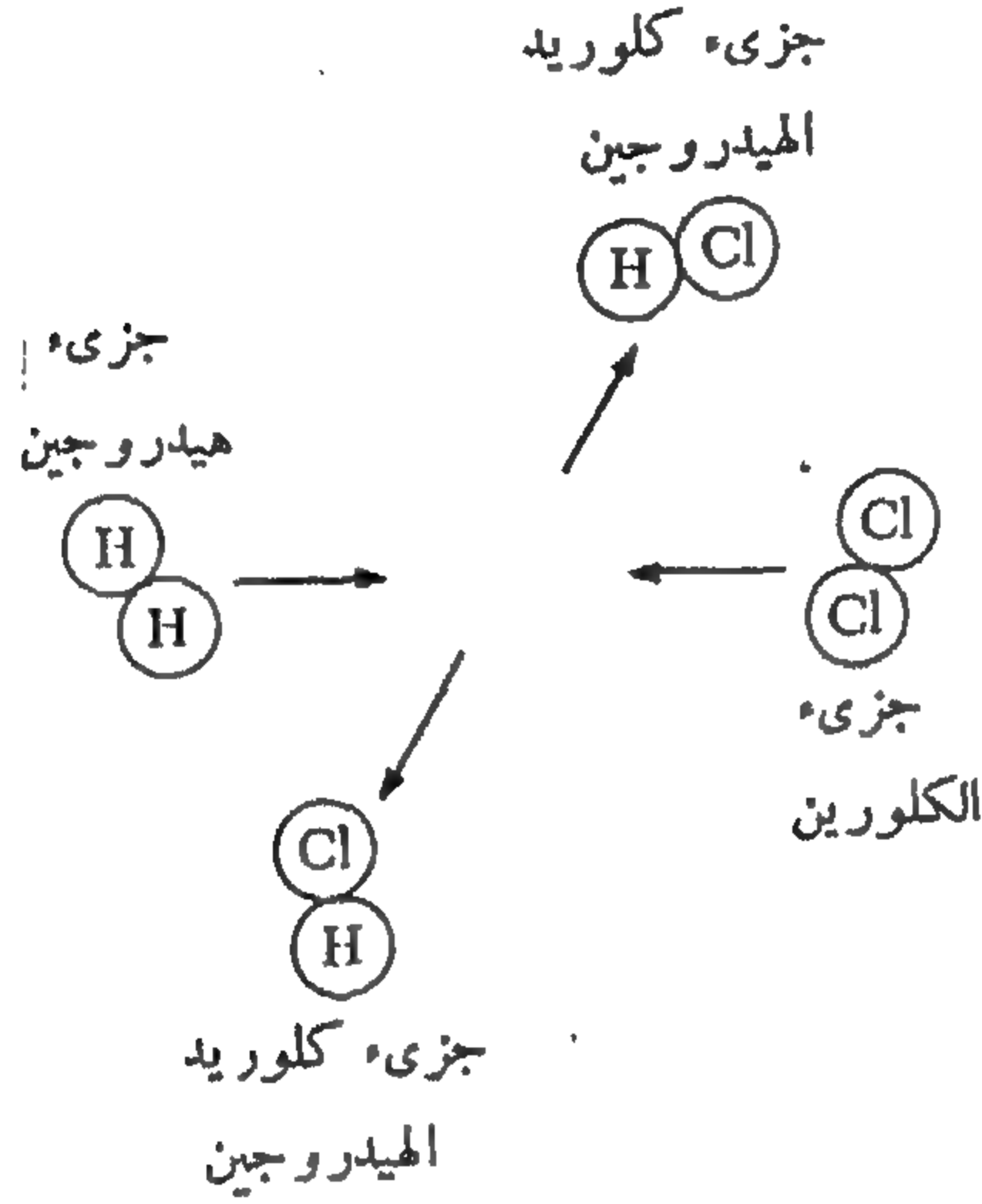
٩ - سوف لائضى في مناقشة التاريخ السابق للنظرية الذرية للمادة في هذا الكتاب ، ولكن المطلوب من القارئ أن يتأمل الفهم الجدير بالملاحظة لظواهر الطبيعة الذي توطد خلال القرن التاسع عشر على فرض أن المادة مكونة من ذرات . فبناءً على هذا الفرض يمكننا أن نلم بالحقائق الأساسية للكيمياء ، أعني أن أى



ربما يكون قد خطر بالقلل لبعض الفلاسفة الطبيعيين أن الترتيب المبدع المبدع والأشكال الجميلة للبلورات تعكس طريقة بنائها من جسيمات صغيرة أو ذرات . واليوم تبدو هذه فكرة عادية جداً ، ولكن من الواضح أن هذه الفكرة لم تخطر لهم في أول الأمر . وعلى حد علم المؤلف لا يوجد في السجل التاريخي دليل يشهد على أن الذريين الإغريق كان لهم هذا التصور حول البلورات .

وقد بدأ علم البلورات في التطور في نهاية القرن الثامن عشر ، ومن بين أوائل العاملين يمكن أن نذكر روميه دي لسلي وهوى (Romé de Lisle) (and Haüy ، اللذين قدما قياسات دقيقة عن الزوايا بين المستويات الناتجة عن إنفلاق المادة ، ومن قبلهما قد خن كل من روبرت هوك وكرستيان هايجنز (Robert Hooke and Christian Huygens) حول كيفية بناء البلورات من جسيمات صغيرة (غير مرئية) .

• مركب كيميائي يتكون دائماً من بعض عناصر كيميائية أساسية بنسب محددة ثابتة مميزة للمركب . ولنفترض - على وجه الخصوص - الحقيقة الواضحة التي بواسطتها نستطيع تمثيل المركبات الكيميائية بصيغ بسيطة مثل H_2O ، H_2SO_4 ، Na_2SO_4 و $NaOH$. إن الشيء المثير في هذه الصيغ هو اشتغالها على أعداد صحيحة صغيرة تدلنا على اتحاد وحدتين من الهيدروجين مع وحدة أكسوجين لتكوين وحدة من الماء ، وهكذا . فإذا اعتبرنا أن المادة مكونة من ذرات فإننا نستطيع أن نفهم مباشرة هذه الحقائق العددية : فالمركبات الكيميائية تتكون من جزيئات ، التي هي بالتالي أنظمة مركبة من عدد صغير من الذرات . فذرتان من الهيدروجين تتحدان مع ذرة واحدة من الأكسوجين لتكون جزيئاً واحداً من الماء . أمر واضح وبسيط .



شكل ٩ أ

تمثيل تخطيطي إلى حد كبير للتفاعل الكيميائي $H_2 + Cl_2 \rightarrow 2HCl$ وفيه يتفاعل جزيء الهيدروجين مع جزيء الكلورين لتكوين جزيئين من كلوريد الهيدروجين ، والشكل يجسد فكرة أن التفاعل الكيميائي يشمل إعادة توزيع المكونات « الأولية » .

أما تفاصيل العمليات التي تحدث بالفعل عندما يحترق غاز الهيدروجين في جو من الكلورين فهي معقدة للغاية ، فالطاقة تتحرر خلال العملية في صورة ضوء و طاقة حركية لنواتج التفاعل ، والحرارة الناتجة من الغازات تؤدي إلى انحلال جزيئات الهيدروجين والكلورين إلى ذرات يمكنها عندئذ أن تتحد لتكون جزيئات كلوريد الهيدروجين . عمليات أخرى هامة يتم فيها إثارة داخلية للذرات والجزيئات من خلال تصادمات أو بواسطة الضوء تلعب أيضاً دوراً هاماً .

و كدليل آخر لصالح الفرض الذرى نلقت النظر إلى نجاح نظرية الحركة للغازات ، وعلى وجه الخصوص تلك النظرية المطورة بواسطة ج ، س ماكسويل و ل . بولتزمان (J. C. Maxwell and L. Boltzmann) . يمكن لهذه النظرية أن تشرح كثيراً من خواص الغازات بناء على فرض أن أى غاز فى وعاء ما هو إلا سرب من الجزيئات المتحركة عشوائياً داخل هذا الوعاء ، ولكنها تتصادم باستمرار مع بعضها البعض ومع جدران الوعاء . أضف إلى ذلك أن نظرية الحركة يمكن استخدامها لتقدير عدد أفوجادرو $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$ ، وهو عدد الجزيئات فى الجرام الجزيئى لأى غاز . (مفهوم الجرام الجزيئى لأى مركب كيميائى أنه كمية المادة التى لها كتلة بالجرامات تساوى الوزن الجزيئى للمركب) . وكان لوشميدت (Loschmidt) أول من عين N_0 فى عام ١٨٦٥ .

فى ظل مثل هذه الدلائل على وجود الذرات يكون من الصعب أن نفهم بعض أفكار مدارس مينة تصر حتى نهاية هذا القرن على رفض الفرض الذرى بحجة أنه لا يوجد دليل مباشر (!) على أن المادة مكونة ذرات .

١٠ - إن « ذرات » الفلاسفة الإغريق لاتناظر ذراتنا اليوم ، لأن ذراتنا قابلة للتقسيم : فهى مكونة من البروتونات والنيوترونات والإلكترونات . إنها بالأحرى البروتونات والنيوترونات والإلكترونات وحشد آخر من الجسيمات الأولية هى التى تلعب دور « ذرات » الإغريق . ماذا نعنى « بجسيم أولى » ؟ إن التعريف الدقيق لهذا اللفظ مازال إلى حد ما مثاراً للجدل حتى يومنا هذا ، إلا أنه يمكن - استيفاء لغرضنا - أن نعطي إجابة بسيطة وعملية لهذا السؤال : يعتبر الجسيم أولياً إذا تعذر وصفه كنظام مركب من جسيمات أكثر أولية . فالجسيم الأولى ليست له « أجزاء » وغير « مركب » من أى شئ أبسط . فتصوراتنا الفكرية عن محاولات التقسيم قد أتت إلى نهايتها . بهذا التعريف يكون كل من البروتون والنيوترون والإلكترون جسيماً أولياً . ولكن ذرة الهيدروجين أو نواة اليورانيوم ليست كذلك .

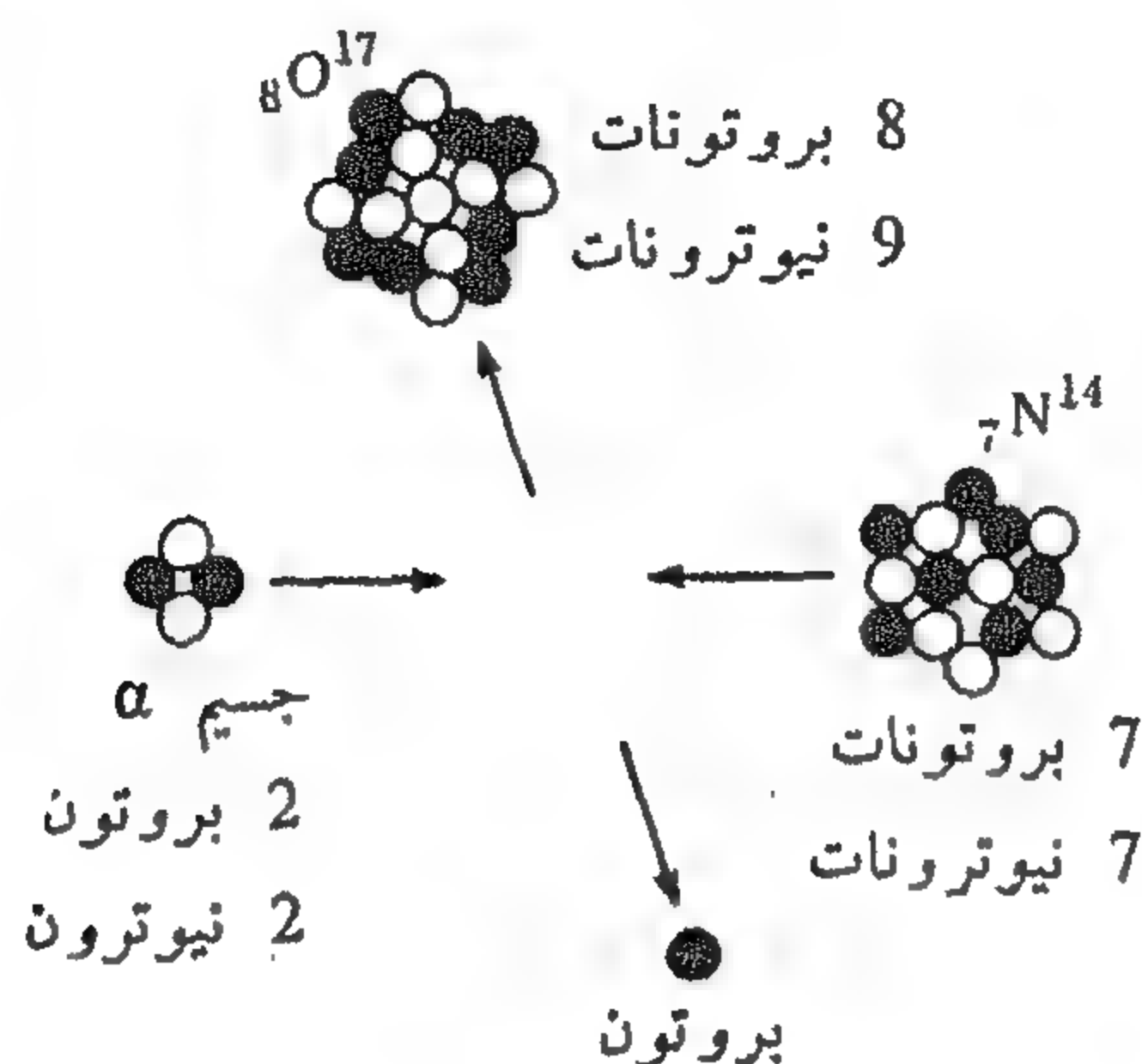
ويمكن القول بأن الجوهر فى فكرة أن المادة غير قابلة لتقسيم لانهاى هو مايل : أننا لانتطيع الاستمرار إلى الأبد فى تحليل الأشياء بدلالة الأجزاء وأجزاء الأجزاء التى تبنى منها . ففى النهاية يفقد هذا الأسلوب معناه ، حيث تصادف جسيمات غير قابلة للاختصار ، وهذه هى جسيماتنا الأولية .

١١ - كيف نجزم بأن الإلكترون فى الحقيقة جسيم أولى ؟ أليس من الممكن أن مانعبره اليوم أولياً يوجد فى الغد على شكل مركب ؟ فذرات اليوم كانت - على أى حال - الجسيمات الأولية للقرن التاسع عشر : أليس من الممكن أن يعيد التاريخ نفسه ؟

هناك العديد من الحقائق التجريبية التى تؤكد بقوة أن التاريخ لن يعيد نفسه ، وأن جسيمات مثل الإلكترون أو البروتون أو النيوترون لن توجد نهائياً بشكل مركب شبيه بالتركيب الذى وجدت عليه ذرة الهيدروجين ، دعنا نصف طبيعة هذا الدليل .

إذا تصادمت بليتان بسرعة نسبية كافية فسوف تتحطمان إلى شظايا أصغر . بنفس الطريقة سوف ينقسم الجزيئان من الهيدروجين المتصادمان بسرعة نسبية عالية إلى شظايا . ومالم تكن السرعة كبيرة للغاية فسوف نجد بين الشظايا أشياء مثل ذرات الهيدروجين ، البروتونات أو الإلكترونات ، أى مكونات البناء الجزئى . الهيدروجين . وفى الحالتين ، يكون من الملائم أن نصف ما قد حدث كما يلى : إن عنف التصادم قد تغلب على

قوى التماسك التي تحفظ الأجزاء مع بعضها في البلية ، أو في جزيء الهيدروجين ، وعلى هذا فقد تفتت الأشياء . مثل هذا التعليل يسرى على كثير من التفاعلات النووية . فالأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات ، وإذا تصادم بروتون معجمل مع نواة فن الممكن أن يطرد بعضاً من البروتونات والنيوترونات إلى خارج النواة .



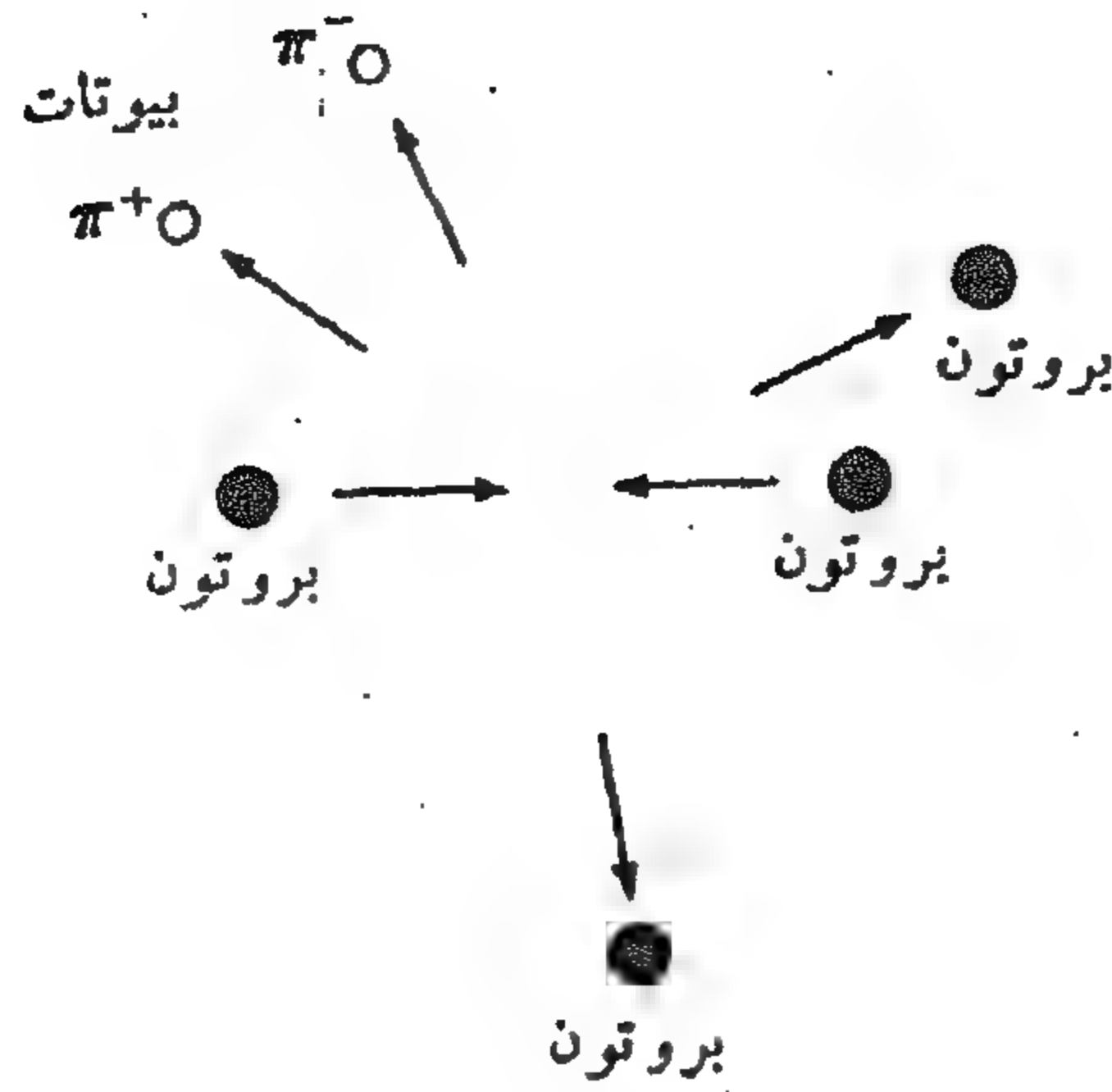
شكل ١١ أ تمثيل تخطيطي لتفاعل نووي يتم فيه اصطدام جسيم ألفا (نواة الهليوم) مع نواة النيتروجين لينتج نواة الأكسجين وبروتون . هذا التفاعل بالذات الذي اكتشفه رذرفورد عام ١٩١٩ كان أول مشاهدة لتحول طبيعة الأنوية المستقرة

[E. Rutherford, *Philosophical Magazine* 37, 581 (1919)]

في تجربة رذرفورد تم قذف النيتروجين بجسيمات ألفا المنبعثة من مصدر مشع ، وقد تأكد حدوث التفاعل من خلال مشاهدة البروتونات المنبعثة .

هذا الشكل المماثل تماماً لشكل ٩ أ يجسد فكرة أن الأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات وأن التفاعلات النووية (منخفضة الطاقة) تؤدي إلى إعادة ترتيب هذه الجسيمات بين الأنوية . يجب بالطبع ألا نأخذ هذا المعنى الحرفي : فليس بأي معنى من المعاني يمكن أن تأخذ الأنوية هذه الصورة .

١٢- ولكن عند دراستنا لتصادم عنيف لجسيمين أوليين ، مثل بروتونين ، فإننا نكتشف ظواهر مختلفة كفيلاً عن الظواهر التي سبق اعتبارها . على سبيل المثال ، إذا تصادم بروتون ذو طاقة عالية بآخر فقد يحدث أن يبقى البروتونان بعد التصادم وقد نجد بين نواتج التفاعل بالإضافة إليهما واحداً أو أكثر من الجسيمات الأولية مثل ميزون باي π mesons ونقول أن ميزونات π والمساءة أيضاً بيونات ، قد خلقت في التفاعل ، وليس هذا هو الشيء الوحيد الممكن حدوثه عند تصادم بروتون بآخر ؛ فقد يختفي البروتونان ويظهر بدلا عنهما عدد من الجسيمات الجديدة تماماً ، والمعروفة بميزونات K وهبيرونات .

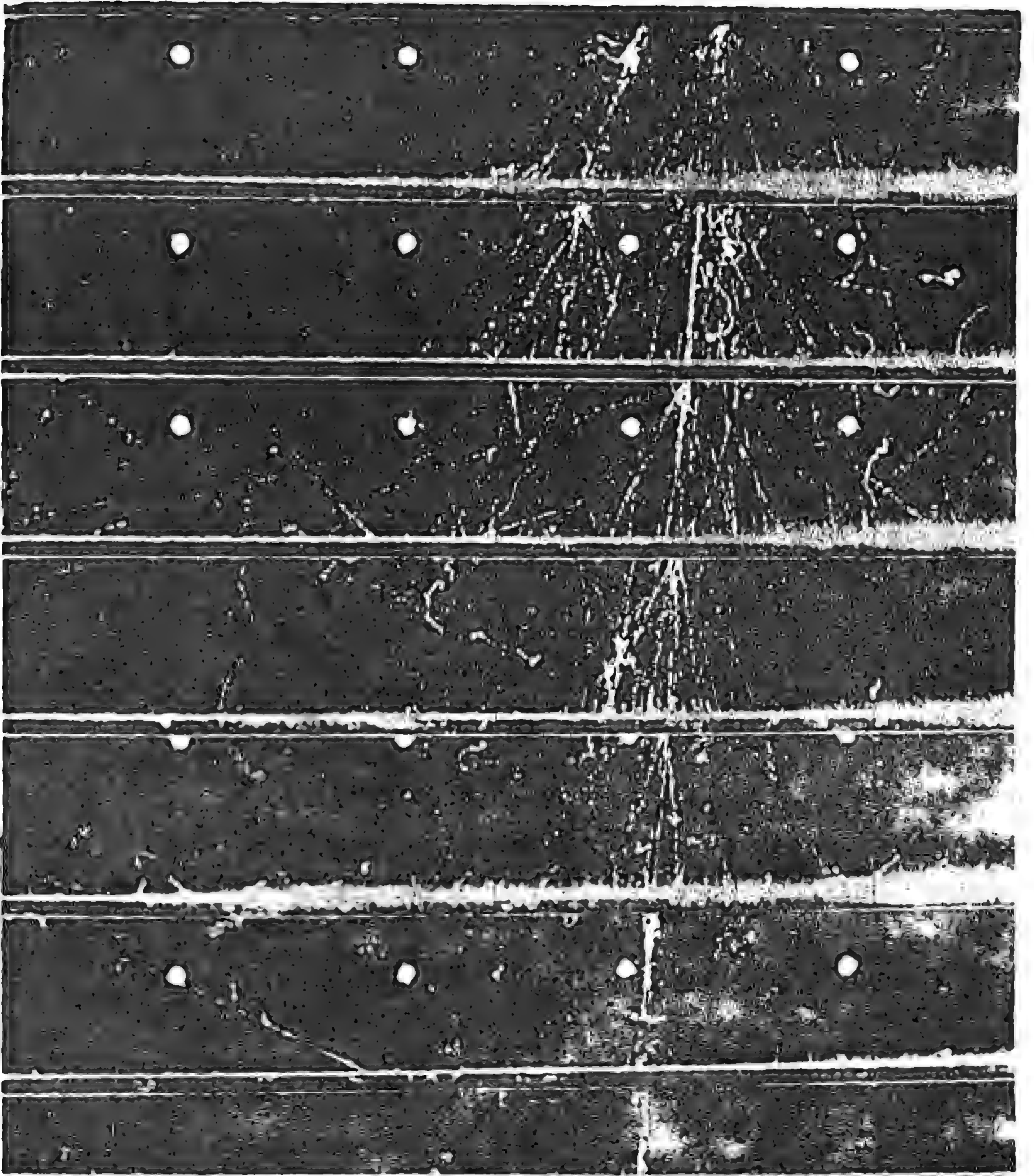


شكل ١٢ أ تمثيل تخطيطي لعملية خلق اثنين من ميزونات π في تصادم
الطاقات العالية لاثنين من البروتونات . ويحمل أحد البيونات شحنة $e +$ ،
ويحمل الآخر شحنة $e -$ ، حيث e هي مقدار الشحنة الإلكترونية ، وعلى
هذا فإن الشحنة الكلية تكون ثابتة في هذا الحدث .

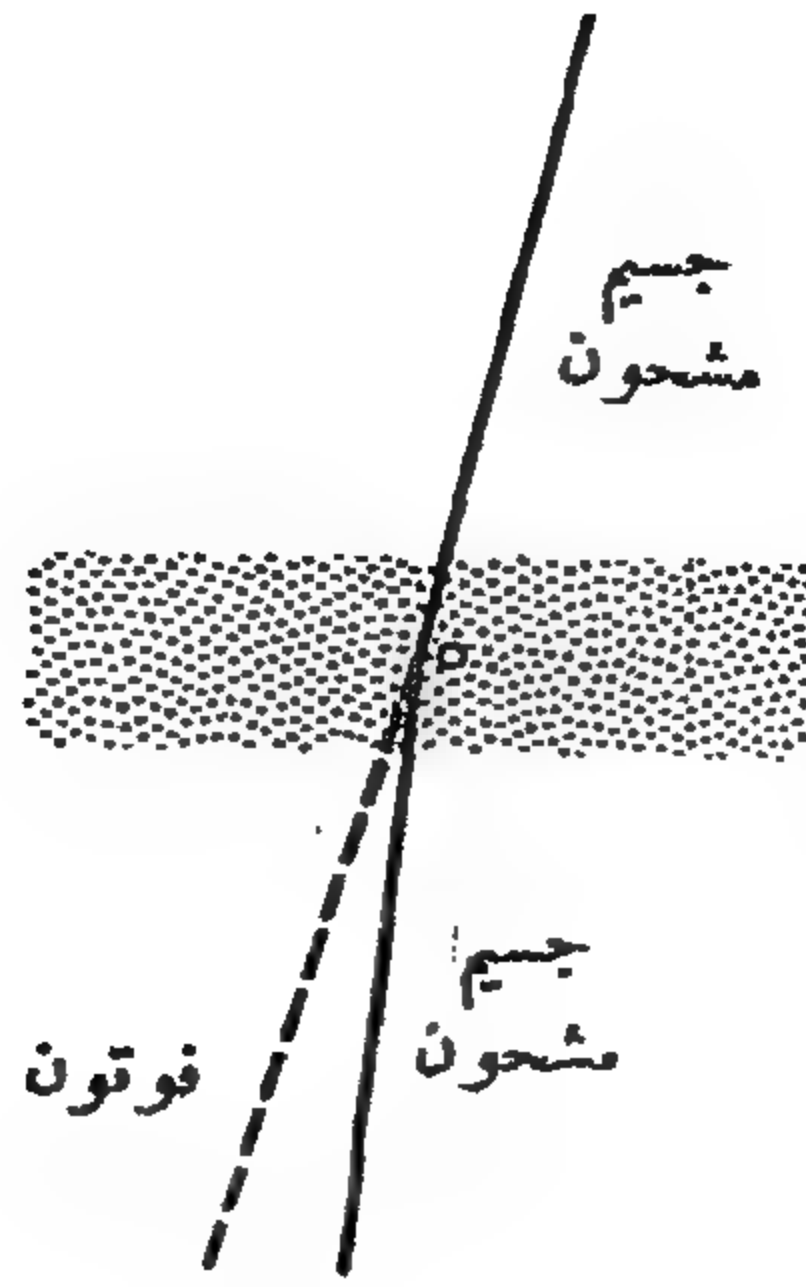
بما أن البروتونين باقيا بعد التصادم ويظهر جسيان جديدان فن الواضح
أن نماذج بسيطة من النوع الموضح بشكلي ٩ أو ١١ أ لا يمكن استخدامها هنا ؛
فلا يمكن تصور الحدث على أنه « إعادة ترتيب المكونات الأولية (؟)
للبروتونين » .

بالمثل يمكن أن يحدث في تصادم عنيف بين الإلكترونين أن تتكون نواتج التفاعل من ثلاثة إلكترونات
وبوزيترون واحد . (البوزيترون عبارة عن جسيم أولي مماثل للإلكترون إلا أن شحنته موجبة) . من ناحية
أخرى ، إذا تصادم إلكترون مع بوزيترون فقد يختفي هذان الجسيان (ونقول قد فنيا أو تلاشيا) ليخلفا
إشعاعاً كهرومغناطيسياً على صورة أشعة جاما .

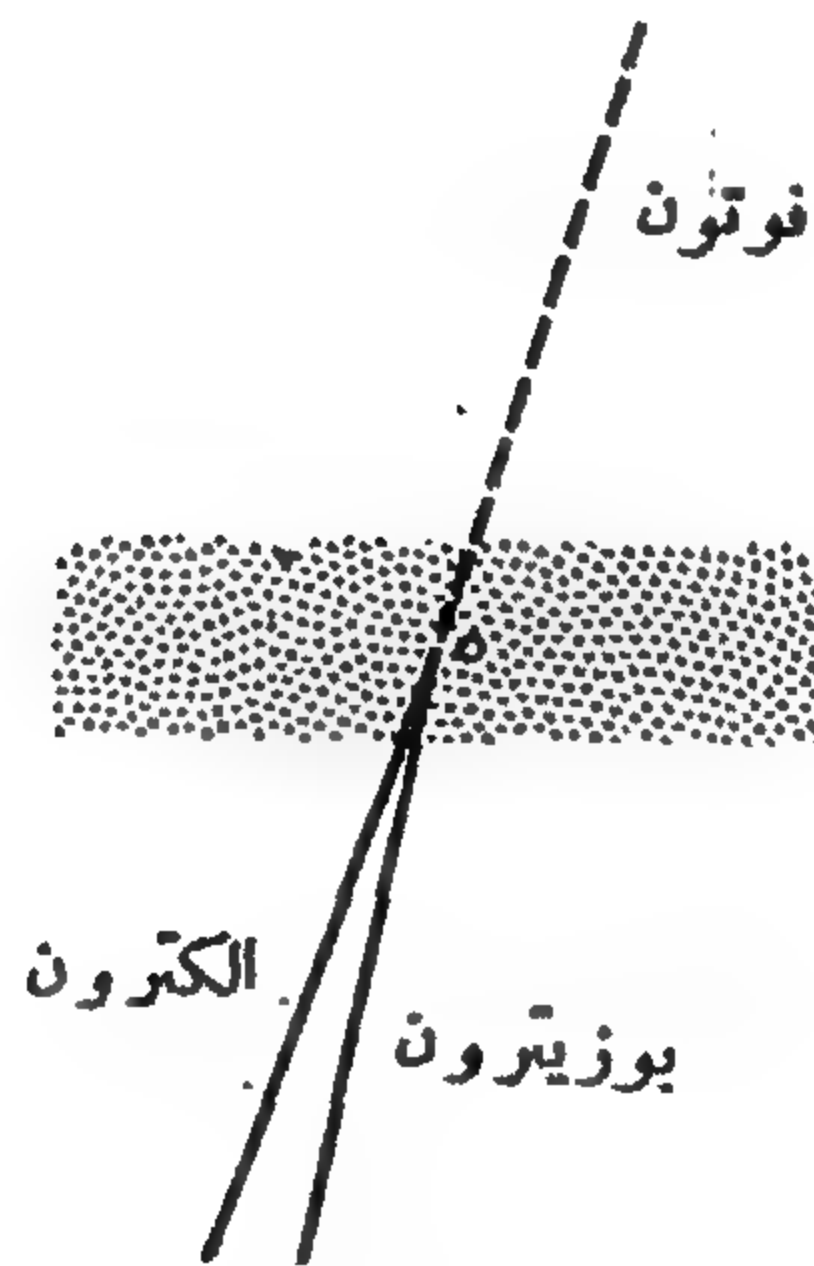
١٣ - ومن الأمثلة المثيرة لعملية الخلق نذكر خلق زوج من الإلكترون - بوزيترون عندما يمر شعاع
جاما خلال المجال الكهربائي للذرة ما . أي أن الجسيمات المادية يمكن خلقها من الإشعاع الكهرومغناطيسي .
ويبين شكل ١٣ أ صورة لما يسمى بالرخاخ المتعاقبة التي تحدث داخل الغرفة السحابية ، هذه الصورة
توضح حالات كثيرة لعمليات خلق الجسيمات . والشرح لما نشاهده (أنظر أيضاً شكل ١٣ ب ، ج) يكون
كالآتي : إذا مر جسيم ذو شحنة و طاقة وليكن إلكترون أو بوزيترون خلال أحد ألواح الرصاص الأفقية
المبينة بالصورة فن الممكن أن يعاني انحرافاً جديداً قليل في مجال إحدى ذرات هذا اللوح . مثل هذا الانحراف
يمثل حركة معجلة ، وبالتبعية ينبعث إشعاع كهرومغناطيسي على صورة شعاع جاما المقعم بالطاقة . (الجسيم
يمكن بالطبع أن ينحرف بواسطة عدد من ذرات اللوح الواحد ، في هذه الحالة ينبعث عدد من كمات جاما) .
وتخلق أشعة جاما الناتجة بهذه الطريقة أزواجا من الإلكترون - بوزيترون في المجالات للذرات التي تعترضها



شكل ١٣ صورة الغرفة السحابية توضح رخات متعاقبة . معظم الآثار المرئية ترجع إلى الإلكترونات والبوزيترونات ، والتي تتحرك في الغالب ناحية أسفل الصورة . الجسم الداخل عند اليمين العلوى والذي نوعل خلال ثلاثة ألواح قبل أن يتوقف في الرابع يمكن أن يكون بيون . أنظر الكتاب لمزيد من التعليقات . (بالإذن من *Professor W. B. Fretter, Berkeley*) .



شكل ١٣ ب جسم ذو شحنة وذو طاقة (ولتقل بوزيترون أو إلكترون) ينحرف بواسطة المجال الكهربى خلال الذرة و كنتيجة لهذه الحركة المعجلة ينبعث شعاع جاما (أى ، فوتون ذو طاقة) . هذه هى الظاهرة الفيزيائية لـ برمشتراهلنج (*bremssstrahlung*) . الجزء المظلل من الشكل يمثل كتلة المادة ، وليكن جزءا من لوح رصاص موضوعاً داخل الغرفة السحابة (حجم الذرة مبالغ فيه قليلا بفرض التوضيح) .



شكل ١٣ ج شعاع جاما ذو طاقة كبيرة يصطدم بالمجال الكهربى داخل الذرة فينتج الثنائى الإلكترون - بوزيترون : هذه هى الظاهرة الفيزيائية المسماة بإنتاج الزوجى . العمليتان الرئيسيتان الموضحتان فى الشكلين السابقين هما المسؤولتان عن اكتشاف الرخة المتعاقبة الموضحة بشكل ١٣ أ .

أثناء عبورها الألواح . هذه الجسيمات المشحونة تؤدي بدورها إلى مزيد من أشعة جاما ، والأشعة الجديدة تكون أزواجاً جديدة وهكذا . على هذا يمكن أن يؤدي جسيم ذو شحنة و طاقة عالية أو إشعاع جاما وحيد إلى حزمة من أشعة جاما والكترونات وبوزيترونات . وتترك الجسيمات المشحونة أثراً يمكن رؤيتها داخل الغرفة السجائية ، هذه الآثار هي التي نراها في شكل ١٣ أ ، أما أشعة جاما فلا تظهر في الشكل .

الرخاخ المتعاقب في الجزء الأيمن من الصورة يبدو وقد بدأ نشاطه بواسطة شعاع جاما الساقط من أعلى ، و طاقة هذا الشعاع قد تصل إلى حوالي 20 BeV . والرخة في الجهة اليسرى يبدو أنها ابتدأت من جسيم مشحون ذي طاقة أقل نوعاً ما . وكلتا الرختين قد نشأتا غالباً نتيجة حدث ما قد أخذ مكانه داخل حائط الغرفة الواقع خارج مجال الصورة . نلاحظ أن معظم الجسيمات المرئية في الرخات متحركة في الاتجاه إلى أسفل . إن أحد الملامح المميزة لهذه العمليات أن الجسيمات الأكثر طاقة تميل إلى الانطلاق في اتجاه الجسيمات الساقطة ، في حين أن الجسيمات ذات الطاقة الأقل يمكن أن تنبعث في اتجاهات أخرى . فإذا نظرنا بتمعن في الصورة نلاحظ أن الرخات الثانوية الناتجة عن الجسيمات المنبعثة في اتجاهات أخرى غير اتجاهات الرخات الأساسية سريعاً ما « تموت » . وتتوقف الرخة المتعاقبة تلقائياً عندما تتوزع الطاقة الأصلية على عدد كبير من الجسيمات المشحونة والفوتونات لدرجة أن أحدها لا يمتلك طاقة كافية لخلق أزواج إضافية . وعندئذ تتمص الألواح الرصاص الجسيمات قليلة الطاقة .

يمكن تقدير طاقة الجسيم الذي ابتداء تنشيط الرخة من معرفة عدد الجسيمات الثانوية المشحونة الناتجة .

١٤ - أن عمليات الخلق والفناء التي ذكرناها هي ملامح هامة للطبيعة . ومن الواضح أن هذه الظواهر ليست بأي شكل مشابه لأي من تهشم البلى أو التفاعلات الكيميائية فنحن يمكننا أن نصف التفاعل الكيميائي بأن نقول أن جزيئات جديدة نتجت عن المكونات الأولية لجزيئات أخرى ولخدمة هذا الغرض تكون الذرات هي المكونات الأولية للجزيئات . وعلى نقيض ذلك ، إعتبر التصادم الذي ينتج عنه الجسيمان الداخليان أصلاً في التصادم بالإضافة إلى عدد من الجسيمات الجديدة التي نتجت من التفاعل . بالطبع لا يمكننا أن نصف هذا الحدث بدلالة إعادة توزيع المكونات الأولية في أنظمة مركبة جديدة . كما لا يمكن أن يسرى هذا الوصف على الأحداث التي تخفى فيها بعض الجسيمات الأصلية الداخلة في التفاعل . وكثال واضح للظاهرة الأخيرة هو فناء زوج الإلكترون - بوزيترون ، إذ تخفى تماماً الجسيمات المادية الموجودة أصلاً خلفه وراءها أشعة جاما .

١٥ - لكي نقرر بناء على التجربة ما إذا كان جسيم ما أولياً أو مركباً فإن علينا أن نحاول تحطيمه في عملية تصادم مع جسيم آخر على أن نلاحظ نتائج هذا التفاعل . بهذه الطريقة يمكننا تحطيم الجزيئات إلى ذرات والذرات إلى إلكترونات وأنيوية ، ولن يجانبنا الصواب إذا قلنا أن الجزيئات تتكون من ذرات التي بدورها تتكون من إلكترونات وأنيوية . ولقد أخطأ فيزيائيو القرن التاسع عشر عندما اعتقدوا بأن الذرات غير قابلة للتحطيم أو التقسيم فالذرات يمكن في الحقيقة تحطيمها بسهولة . ويمكن بنفس الطريقة تحطيم الأنوية ، ومن الواضح أن الأنوية مكونة من البروتونات والنيوترونات . ولكن يحتاج تحطيم النواة إلى قدر من الطاقة أكبر بكثير من ذلك اللازم لتحطيم الذرة ، وعلى هذا فإن الأنوية أقل « قابلية للتحطيم » من الذرات .

باستخدام المعجلات الحديثة للجسيمات يمكننا إنتاج حزم من الجسيمات ذات طاقات عالية ، وهذا نمتلك وسائل تحطيم جسيمات مثل البروتونات إن كانت بالفعل قابلة للتحطيم . ولكن البروتونات لا تتحطم تحطم الذرات والأنوية : شيء مختلف تماماً يحدث . ويجب أن نستخلص أنه عند دراستنا للإلكترونات والبروتونات والنيوترونات . الخ ، نكون قد وصلنا إلى نهاية : وليس من المعقول أو المفيد أن نعتبر مثل هذه الجسيمات مكونة من جسيمات أكثر دقة أو أولية .

١٦ - لا يرغب أحد اليوم في أن يحاول ابتكار نظرية شاملة مبنية على فرضية أن المادة قابلة للتقسيم اللامتناهي ، فشل هذه المحاولة تبدو عبثاً . ولكن دعنا نتأمل قليلاً أية ملامح يمكن أن تتضمنها مثل هذه النظرية . إذا أخذنا قطعة كبيرة من النحاس وقسمناها إلى أجزاء صغيرة فأصغر ، لا يمكننا الحصول على أي شيء أكثر من قطع من النحاس . ومهما صغر حجم الأجزاء فمن الممكن التعرف عليها كأجزاء من النحاس . ما الذي يعنيه هذا ؟ إنه يعني أن القوانين الفيزيائية التي تحكم سلوك قطع النحاس الصغيرة هي نفسها القوانين التي تحكم سلوك قطع النحاس الكبيرة ، فالأنظمة الفيزيائية يمكن « تصنيفها » بلا حدود . وهنا ينبغي التسليم بأن نظريتنا لا تحتاج بالضرورة أن تكون لها هذه السمة التي تبدو طبيعية للغاية لنظرية تصف مادة تقبل التقسيم اللامحدود . وعلينا أن نلاحظ أنه في كثير من الأحوال تحمل نظرياتنا الكلاسيكية للفيزياء هذه السمة . فالقوانين التي نستخدمها لوصف إحدى الآلات التي تزن طناً لا تختلف من ناحية الكيف عن تلك التي نستخدمها لوصف ساعة المعصم . إذ أن الأنظمة الفيزيائية العيانية يمكن تقسيمها على مدى كبير .

هذا « الحفاظ أو الإبقاء على صيغ القوانين الفيزيائية » والذي يبدو طبيعياً إذا كانت المادة قابلة للتقسيم اللامتناهي يصبح غير مقبول بالمرّة إذا كانت المادة مكونة من جسيمات دقيقة . فذرة من النحاس ليست بأية صورة شبيهة بقطعة كبيرة من النحاس ؛ إنها شيء مختلف تماماً . وليست لدينا مطلقاً أية أسباب مسبقة لكي نعتقد أن قوانين الفيزياء التي تصف بدقة كافية أنظمة عالم العيان تكون أيضاً مناسبة لوصف التركيب الذري والجسيمات الأولية .

١٧ - والتسليم ، كبداً مجرد ، بعدم صلاحية الأفكار الكلاسيكية لمعالجة الذرات ، وأن الإلكترون هو في حقيقته جسيم أولي شيء وتثبتت هذه المعتقدات في أذهاننا شيء مختلف تماماً . فالخبرة تدل على أن تفكيرنا ينحوي نحو التحيز وأننا لا نتنازل بسهولة عن معتقدات اكتسبناها من قبل . ولما كانت أولى ملاحظتنا الواعية للظواهر الفيزيائية تتعلق بالأنظمة العيانية ، فقد اكتسبنا مجموعة من « التحيزات الكلاسيكية » التي يجب أن نتغلب عليها إذا رغبتنا في استيعاب الفيزياء الكمية⁺ . ولتوضيح معنى هذه الملاحظات نشير إلى مسألتين جد متقاربتين ظللتا إلى حد كبير موضع جدس في هذا القرن .

+ ليس فقط لدى طلبة الفيزياء المبتدئين مثل هذه التحيزات ، لكنها أيضاً لدى الفيزيائيين الأكبر سناً ، وحيث أن صلابة الرأي قد تزداد مع العمر فمن الجائز أن الفيزيائي الأكبر سناً يعاني بالفعل من « تحيزاته الكلاسيكية » أكثر من الطلبة المبتدئين .

١٨ - دعنا نسأل : ماهى القوى التى تحفظ كيان الإلكترون ؟ ماهو القدر من كتلة الإلكترون الذى له طبيعة ذاتية وماهو القدر الناتج عن طاقة المجال الكهرستاتيكي للإلكترون ؟ وكماولة لمعالجة هذه الأسئلة نفترض نموذجاً لا يخالف المعقول نعتبر على أساسه أن الإلكترون كرة صغيرة منتظمة الشحنة نصف قطرها a . ستتنافر كهرستاتيكياً أجزاء الشحنة المختلفة . وبالتالي فلا بد من وجود قوة من نوع آخر تحفظ وحدة الكرة . ترى ماهى طبيعة هذه القوة ؟ .

فى الجزء الثانى من مجموعة كتب بركلى للفيزياء + تعلمنا كيف نحسب الطاقة الكلية « الكامنة » فى مجال الكهرستاتيكي : حيث كاملنا الكمية $(1/8\pi)E^2$ على كل الحيز ، حيث E هى المجال الكهربى الموضعى . بالنسبة لنموذجنا سنجد أن الطاقة الكهرستاتيكية $W = \frac{3}{5}(e^2/r)$ ++ حيث e هى الشحنة الإلكترونية . (يتوقف معامل الكمية e^2/r على تفاصيل النموذج : فنجد أنه يساوى $3/5$ للكرة المنتظمة الشحنة . وليست قيمة المعامل هى التى تهمنى هنا ولكن التناسب بين W والكمية e^2/r . أن توقف W على كل من e و r على هذا النحو أمر واضح على أساس الأبعاد) . باستطاعتنا الآن أن نكتب كتلة الإلكترون على الصورة $m = m_e + m_i$ حيث $m_e = W/c^2$ هو مقدار مايسهم به المجال الكهرمغناطيسى ، كما تمثل m_i مقدار الجزء « الذاتى » . والسؤال هو : مامدى كبر m_e ؟ هل من الممكن أن تكون $m = m_e$ أى أن تكون الكتلة الكلية من أصل كهرمغناطيسى ؟ إذا أخذنا بهذا الفرض فإننا نستطيع حساب r لنجد أن قيمتها $r = 1.7 \times 10^{-13}$. هناك كثير من الحقائق التجريبية التى تشير إلى أن الإلكترون يجب أن يكون « صغيراً » جداً ، ومن الملمئن أننا حصلنا بالفعل على شيء ما صغير . لاحظ أننا لا نستطيع أن نجعل r أقل بكثير إلا إذا كنا نرغب فى أن نتدبر احتمال أن تكون m_i سالبة .

ولما كان المفروض أن الإلكترون جسيم أولى فقد يبدو مغريباً أن نحاول نموذجاً تكون فيه $r = 0$ ، حيث يكون الإلكترون عبارة عن « جسيم نقطى » بلا أبعاد ولا تركيب . ولكن هذا يقودنا إلى مقدار لانهاى لطاقة الإلكترون الكهرمغناطيسية W ، وأيضاً إلى كتلة ذاتية m_i سالبة ولا نهائية ، ومن الصعب أن يكون لذلك معنى . (هذا الأمر - الذى يضع عقبة كثرود فى طريق نموذج الإلكترون النقطى البسيط رياضياً والجذاب - يعرف فى النشرات العلمية بـ « صعوبة الطاقة الذاتية اللانهائية للإلكترون » .)

١٩ - ولنفكر الآن بدقة وحسم فى التأملات السابقة : هل هى بالفعل تحمل أى معنى ؟ إن الأسئلة التى أثارناها تحتوى على كثير من الافتراضات التى تعكس تمييزنا . إذ افترضنا أن الإلكترون كرة صغيرة مشحونة وأنه يمكن تطبيق قانون كولوم على « أجزاء » هذه الكرة . كيف لنا أن نعرف أن قانون كولوم قابل للتطبيق فى هذه الحالة ؟ وماذا عن فكرة تلك القوة التى تحفظ « أجزاء » الإلكترون كوحدة ضد قوى التنافر الكهرستاتيكية ؟ لقد سبق أن ذكرنا أن الإلكترون ليست له « أجزاء » ؟ فهو جسيم أولى . معنى

+ Berkeley Physics Course, Vol. II, Electricity and Magnetism, Chap. 2, p. 51.

++ هذا صحيح فى نظام الوحدات cgs ، وفى نظام وحدات MKS يكون لدينا

$$W = \frac{3}{5} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right).$$

أن نسأل ما الذى يمسك أجزاء الإلكترون مع بعضها يدل على أننا نفكر باحتمال تقسيمه إلى أجزاء وهى فكرة مشكوك فيها إلى حد كبير . لاحظ أن الطاقة الذاتية الكهرستاتيكية للجسيم هى مقدار الشغل الذى نحصل عليه عندما تتبدد تماماً « أجزاء » الجسيم ؛ هذا ما اشتققنا على أساسه نتيجة أن الطاقة الكهرستاتيكية لأى نظام من الشحنات تساوى تكامل مربع شدة المجال الكهربى على كل الحيز . فإذا كان الجسيم لا يمكن تبديده فإن مفهوم الطاقة – الذاتية الكهرستاتيكية مشكوك فيه . هذا صحيح خصوصاً فى حالة الطاقة – الذاتية اللانهائية التى لامتى لها « للإلكترون – النقطة » .

وقد أدرك معظم الفيزيائيين الآن أن أية محاولة لخلق نوع من النماذج الكلاسيكية للإلكترون يعتبر عبثاً . فالإلكترون لا يسلك سلوك الكرة المشحونة ، وكل المناقشات حول ما يمكن أن يحفظه سوياً كوحدة إذا كان شبيهاً بكرة مشحونة أو ماهية طاقته الذاتية الكلاسيكية ليست ذات معنى فى الفيزياء . إن تميزنا للكلاسيكى يدفعنا أن نسأل أسئلة لا نتوقع لها إجابات معقولة .

يجب أن نذكر على أية حال أن تساؤلنا المحير حول شبح الطاقة الذاتية اللانهائية لم يطرد تماماً من الفيزياء ، فإزال هناك بعضاً من التشويش والخلط بين الأمور كامناً فى ميكانيكا الكم .

حدود تطبيق النظرية الكلاسيكية

٢٠ – فى النظرية النسبية الخاصة تلعب سرعة الضوء دوراً أساسياً . هذه السرعة $c = 3 \times 10^{10}$ cm/sec ، هى النهاية العظمى لسرعة أى جسيم مادى ، وهى أيضاً النهاية العظمى لسرعة انتقال الطاقة أو المعلومات فى الحيز الفيزيائى . فوجود هذه السرعة يمدنا بمقياس طبيعى وبسيط نقرر على أساسه متى يمكن لظاهرة فيزيائية أن تناقش فى « حدود الانسبية » ومتى تناقش فى « حدود النسبية » . وعلى وجه التقريب تكون المعالجة الانسبية مناسبة أى دقيقة بدرجة كافية ، طالما أن كل السرعات المتضمنة صغيرة عند مقارنتها بسرعة الضوء .

ويمكننا أن نتساءل عما إذا كان هناك معيار مماثل يدلنا متى يجب تطبيق ميكانيكا الكم ومتى تكون النظرية الكلاسيكية مناسبة . هل يوجد للطبيعة ثابت « مناظر » للثابت c يمكن بدلالته صياغة المعيار المطلوب ؟

مثل هذا الثابت يوجد بالفعل ومعروف باسم ثابت بلانك ($Planck's\ constant$) . ويرمز له بالحرف h ، وقيمه هى :

$$h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg sec} \\ = 6.626 \times 10^{-34} \text{ joule sec}$$

وعلى هذا فإن الأبعاد الفيزيائية لهذا الثابت هى (زمن) \times (طاقة) = (طول) \times (كمية تحرك خطى) = (كمية تحرك زاوى) . ويطلق على هذه الكمية الفيزيائية مصطلح الفعل ($action$) وبالتبعية فإن ثابت بلانك يسمى كم الفعل (الأساسى) .

هذا المعيار هو بالتقريب مايلي : إذا كان لنظام فيزيائي ممتغير ديناميكي + « طبيعي » له أبعاد الفعل وقيمة عددية مقارنة لثابت بلانك h ، فإن سلوك هذا النظام يجب أن يوصف من خلال إطار عمل ميكانيكا الكم . ومن جهة أخرى إذا كان كل متغير له أبعاد الفعل ذا قيمة كبيرة جداً بالقياس إلى h ، فقوانين الفيزياء الكلاسيكية تكون صالحة لدرجة كافية من الدقة .

يجب أن نتوه أن هذا معيار تقريبي يدلنا فقط متى يجب أن نتوخى الحرص . فحقيقة أن متغير الفعل صغير في أية حالة خاصة لايعني بالضرورة أن النظرية الكلاسيكية غير قابلة كلية للتطبيق . ففي حالات كثيرة تلتئ النظرية الكلاسيكية على الأقل بعض الضوء على سلوك الأنظمة ، خاصة إذا كانت ممزوجة ببعض مفاهيم الميكانيكا الكمية .

٢١ - نلاحظ في الحال أن ثابت بلانك مقدار « صغير » وهذا يعني أن قيمة h العددية صغيرة عند قياسها بوحدات مناسبة لعالم العيان أي وحدات MKS أو cgs . وبعبارة أخرى فإن كمية من الفعل في العالم العياني تكون ضخمة المقدار عند مقارنتها بالثابت h .

يمكن على سبيل المثال أن نتدبر البندول في الساعة البندولية . فالكمية التي لها وحدات الفعل هي حاصل ضرب الزمن الدوري والطاقة الكلية للبندول أثناء حركته . والزمن الدوري في حدود ثانية واحدة والطاقة بالتأكيد أكبر بكثير من واحد إيرج ، أي أن الفعل الناتج يزيد كثيراً على 10^{26} مرة قدر h . وتبعاً لمعيارنا فإن الوصف الكلاسيكي يكون في الواقع مناسباً تماماً للبندول المتأرجح .

بالمثل ، اعتبر جسماً دواراً وليكن عزم قصوره الذاتي 1 gm cm^2 وسرعته الزاوية 1 rad/sec . وبذا تكون كمية تحركه الزاوي $h > 1 \text{ erg sec} = 1 \text{ gm cm}^2/\text{sec}$ ، وعلى هذا فإن كمية التحرك الزاوي ذات قيمة ضخمة عند مقارنتها مع h ، حتى إذا كان الجسم مجرد حبة رمل صغيرة تدور بزمن في حدود الساعة فإن كمية التحرك الزاوي سوف تظل كبيرة للغاية عند مقارنتها مع h .

أخيراً افترض متذبذباً توافقياً صغيراً لكنه عياني ، ولتكن كتلته 1 gm ، وسرعته العظمى 1 cm/sec وسعته العظمى $x = 1 \text{ cm}$. وبذا تكون كمية حركته العظمى $p = 1 \text{ gm cmsec}^{-1}$. والكمية $xp = 1 \text{ erg sec}$ هي متغير الفعل وهو مرة أخرى أكبر من 10^{26} ضعفاً للمقدار h .

هذه المناقشات توضح كيف أن معيارنا عند تطبيقه على الأنظمة العيانية سوف يدلنا دائماً على ماسبق لنا معرفته ألا وهو أن تلك الأنظمة يمكن معالجتها كلاسيكياً .

٢٢ - ولنتابع الآن الحصول على فهم أعمق لماتعنيه حقيقة ذلك المعيار . في الفيزياء الكلاسيكية نفترض أن أي متغير ديناميكي للنظام يمكن تحديده وقياسه إلى أي درجة اختيارية من الدقة ، هذا لايعني أننا نستطيع

+ المتغير الديناميكي هو أي متغير يميز حالة النظام ؛ مثل إحداثي الموضع ، مركبة كمية التحرك ، وكمية التحرك الزاوي ، مركبة السرعة ، الطاقة الكلية الخ .



ولد ماكس كارل أرنست لودويج بلانك (Max Karl Ernst Ludwig Planck) عام ١٨٥٨ في كييل بألمانيا ، وتوفي عام ١٩٤٧ . بعد أن درس بلانك في ميونخ وبرلين حصل على درجة الدكتوراه في عام ١٨٧٩ ، وقد عالج في رسالته القانون الثاني للديناميكا الحرارية . وبعد شغله منصباً بجامعة كييل عين بلانك أستاذاً للفيزياء النظرية في جامعة برلين عام ١٨٩٩ ، وقد تقاعد في السبعين من عمره أي عام ١٩٢٨ كما حصل على جائزة نوبل في عام ١٩١٩ .

في بداية حياته العلمية كرس بلانك نفسه لدراسة الديناميكا الحرارية : ذلك الموضوع الذي شغف به بلانك طيلة حياته . وفي برلين أصبح ملماً بالتجارب العملية حول الإشعاع الحراري التي كان يجريها ليومر . برنجشيم ، روبنز و كيرلبوم ، وقد أخذ على عاتقه مهمة اشتقاق قانون نظري لإشعاع الجسم - الأسود . وكان نجاح مجهوداته إشارة لبداية الفيزياء الكمية ، وقد توجت هذه المجهودات باكتشاف ما يسمى الآن بثابت بلانك الذي كان أول ظهور له في بحث نشر عام ١٩٠٠ . بعد اكتشافه الخالد الذكر استمر بلانك يلعب دوراً نشطاً في تطوير فيزياء الكم (صورة بالإذن من *Physics Today*) .

أن نحقق هذا في الواقع العمل ، ولكنه بالأحرى يعنى من ناحية المبدأ أننا لأنقر بأن هناك أية حدود للدقة فئة المتغيرات الديناميكية في الفيزياء الكلاسيكية تحتوي على متغيرات. مثل مركبات الموضع ومركبات كمية التحرك و كمية التحرك الزاوى الخ لمجموعة من الجسيمات أو لجسيم واحد ، وكذلك متغيرات مماثلة مثل مركبات متجه المجال الكهربى والمغناطيسى وكلها معرفة عند نقطة محددة في الفراغ عند زمن معين .

إلا أن التحليل الدقيق لواقع سلوك الأنظمة الفيزيائية العيانية يوضح أن هناك حدوداً أساسية للدقة التى يمكن بها تحديد وقياس مثل هذه المتغيرات . ذلك التحليل الجميل المرهف البالغ الأهمية الذى أدى إلى صياغة حدود الدقة أجراه و . هيزنبرج (W. Heisenberg) عام ١٩٢٧ . ونحن ننسب وجود هذه الحدود لمبدأ عدم التيقن أو مبدأ الشك ، (uncertainty Principle) ؛ والتعبير الكمى المحدد لهذا المبدأ فى أية حالة خاصة يعرف بعلاقة عدم التيقن . وتهتم إحدى علاقات عدم التيقن بزوج من المتغيرات (p و q) حيث q هى إحداثى الموضع لجسيم ، p هى كمية تحرك الجسيم . وتقرأ هذه العلاقة على النحو :

$$\Delta q \Delta p \geq \frac{h}{4\pi} \quad (١٢٢)$$

حيث Δq هو جذر - متوسط - مربع الخطأ فى q و Δp هو جذر - متوسط - مربع الخطأ فى p ، وعلاقة عدم التساوى المذكورة أعلاه فى (١٢٢) تؤكد أن المتغيرين q و p لا يمكن أن يعرفا بدقة أكبر من التى يحددها كون حاصل ضرب « عدم التيقن » للمتغيرين فى حدود ثابت بلانك .

وسرعان ما يتضح لنا أنه بسبب صغر ثابت بلانك h ، فإن علاقة عدم التيقن ليست ذات أهمية فى الفيزياء الكلاسيكية ، كما أن هناك مصادر أخرى للخطأ فى q و p دائماً ماتحجب عدم التيقن الأساسى المعبر عنه ، باللامتساوية (١٢٢) . أى أن العلاقة (١٢٢) لاتتعارض بأى شكل مع معارفنا التجريبية لفيزياء عالم العيان حتى لو تعارضت مع نظرياتنا الكلاسيكية حول الأنظمة العيانية .

٢٣ - غالباً « ما يشرح » مبدأ عدم التيقن على النحو التالى : المتغيرات الديناميكية مثل الموضع ، كمية التحرك ، و كمية التحرك الزاوى الخ ، يجب تعريفها من خلال عمليات فيزيائية ، أى من خلال الطرق التجريبية التى تقاس بواسطتها . فإذا ما حللنا الطرق الحقيقية للقياس فى عالم الفيزياء العيانية ، فإننا ننتهى إلى أن القياس سوف يودى إلى خلل أو اضطراب فى النظام ، نتيجة لتفاعل يميز غير ممكن تفاديه بين النظام وجهاز القياس . فإذا حاولنا قياس موضع جسيم بدقة كبيرة فإننا سوف نربكه بطريقة ما بحيث يصير عدم التيقن فى قيمة كمية تحركه كبيراً بعد القياس . وإذا حاولنا قياس كمية تحركه بدقة كبيرة فسوف نربكه بدرجة تجعل عدم التيقن فى قيمة موضعه كبيراً . وعندما نحاول قياس الموضع و كمية التحرك معاً فإن هذين القياسين سوف يتداخلان بالتأكيد مع بعضهما بطريقة تجعل الدقة فى النهاية خاضعة للامتساوية (١٢٢) . . . وتستمر المناقشة على هذا النحو لتوضح كيفية نشوء هذه الإضطرابات فى حالات خاصة .

هذا النوع من التفسير لمعنى مبدأ عدم التيقن أو الشك هو ماتتضمنه غالباً كتب ميكانيكا الكم . ولا يذهب المؤلف إلى أنها تفسيرات خاطئة تماماً ، ولكنه يشير أنها مفصلة وقد تودى إلى سوء فهم خطير . فهى تفتقد النقطة الأساسية وهى أن : علاقات عدم التيقن تقيم الحدود التى لا يمكن للفاهيم الكلاسيكية أن تستخدم بها . « فالنظام الفيزيائى الكلاسيكى » الذى يستخدم لوصفه متغيرات ديناميكية كلاسيكية عبارة عن دوال محددة فى الزمن ، يمكن معرفتها من ناحية المبدأ لأية دقة اختيارية ، هو مجرد نسج خيال وليس له وجود فى العالم

الحقيقى . وهناك كثير من التجارب تؤكد صحة هذا القول ، فإذا ما وصفنا نظاماً واقعياً بأنه « نظام كلاسيكى » فقد استخدمنا نوعاً من التقريب ، وتدلنا علاقات عدم التيقن عن المدى الذى نستطيع المضى فيه باستخدام هذا التقريب .

٢٤ - زيادة فى إيضاح هذه الأفكار ، دعنا نعتبر حركة جسم فى بعد واحد . فطبقاً للميكانيكا الكلاسيكية نصف الموضع اللحظى للجسم باستخدام متغير الموضع $q = q(t)$. فإذا كانت كتلة الجسم m تتحرك ببطء كاف فإن كمية تحركه p تعطى بالعلاقة $p = p(t) = mdq(t)/dt$. والآن قد نظن أن علاقة عدم التيقن هى مجرد تعبير عن خاصية عجز أجهزة القياس التى تمنعنا من تحديد $q(0)$ و $p(0)$ إلى أى دقة اختيارية ، رغم رغبتنا فى الحصول على القيم الدقيقة لهذه المتغيرات وعلى الحركة الدقيقة للجسم بعد ذلك . وبمعنى آخر فقد نتصور أننا نستطيع الاستمرار فى استخدام الوصف الكلاسيكى الذى على أساسه يتبع كل جسم مساراً محدداً ولكن مع إجراء تعديل عن طريق إدخال الشك حول أى المسارات سوف يتبعها الجسم وذلك بإقحام علاقات عدم التيقن على الشروط الابتدائية التى تحدد المسار .

ليس الأمر كذلك . فالتجارب تدل على أننا يجب أن نعدل أفكارنا بأسلوب أكثر عمقاً . فالحركة فى مسار كلاسيكى يجب أن ترفض ؛ والسؤال عن أو التفكير حول قيم $q(t)$ و $p(t)$ معاً فى آن واحد هو أشبه بسؤالك عن لون شعر ملك الولايات المتحدة ، كلاهما ليس له معنى .

٢٥ - الآن يبدو أن مناقشتنا متعارضة منطقياً ، ففى أول الأمر وضعنا نص علاقة عدم التيقن ثم نعلن أن المتغيرين q و p اللذين يظهران فى هذه العلاقة ليس لهما معنى . إذا لم يكن لهما معنى ، فكيف إذن يكون للعلاقة معنى ؟ والجواب كالتالى : فى وصف الميكانيكا - الكمية لسلوك جسم مانستطيع أن ندخل أشياء رياضية q و p التى هى فى نواح كثيرة تناظر تلك المتغيرات الكلاسيكية لموضع و كمية تحرك الجسم . وليست هذه الأشياء ، على أية حال ، متطابقة مع المتغيرات الكلاسيكية . فإذا حاولنا تفسير الأشياء الكمية q و p على أنها « الموضع » و « كمية التحرك » بمعنى أننا نفسر الحركة بأسلوب كلاسيكى ، فإن العلاقة (٢٢ أ) تضع قيوداً أساسية على الدقة التى بواسطتها يمكن معرفة كل من « الموضع » و « كمية التحرك » . بمعنى آخر إذا حاولنا إقحام المتغيرات الكلاسيكية لتفسير الحركة كلاسيكياً فإن العلاقة (٢٢ أ) تدل على أن الدقة التى تحدد بواسطتها هذه المتغيرات تكون محدودة .

٢٦ - يجب أن يكون مفهوماً بوضوح أنه لا يوجد تحليل كلاسيكى صرف لطرق القياس يمكن أن يقود أبداً إلى علاقة عدم التيقن . فهذه العلاقات تعكس حقائق تجريبية مكتشفة عن الطبيعة . والجسيمات الموجودة فى الطبيعة لا تسلك سلوك الجسيمات النقطية الكلاسيكية ولا تسلك سلوك كرات البلياردو الصغيرة⁺ : إنها تتصرف بطريقة مختلفة تماماً ، وهذا هو السبب فى أن بعض أنواع القياس لا يمكن إجراؤها أو حتى تصورها .

+ لبعض الأسباب صارت كرة البلياردو تلعب دور النموذج الأصيل للجسم الكلاسيكى فى الكتب الدراسية لميكانيكا الكم . والمؤلف بالطبع يمثل لهذا التقليد ، وقد يسلى القارئ أن يعرف أن المؤلف لم يلعب أبداً البلياردو ولم يمسك كرة البلياردو بيده ، ومعرفته للنواص المزعومة لكور البلياردو على هذا معرفة مستوحاة من الكتب الدراسية لميكانيكا الكم .

في الفصول اللاحقة سوف ندرس خواص الجسيمات في العالم الحقيقي ، وسوف نرى عندئذ كيف تتواءم علاقات عدم اليقين التي تبدو غريبة مع هيكل الأشياء بطريقة طبيعية .

اكتشاف ثابت بلانك

٢٧ - سوف نعتبر الآن التاريخ المبكر لثابت بلانك ، وكيفية اكتشافه ، وكيف وجد طريقه إلى علم الفيزياء . سوف نرجع بالزمن إلى بداية هذا القرن ، لتدبر بعض المسائل البارزة في الفيزياء لتلك الفترة ، أعني ما يأتي :

(i) مسألة قانون إشعاع الجسم الأسود

(ii) مسألة التأثير الكهروضوئي

(iii) مسألة اتزان وحجوم الذرات

هذه المسائل الثلاث لم تكن بالطبع هي الوحيدة التي شغلت فيزيائي هذا العهد ، ولكننا أفردناها لأنها تبين بصورة خاصة أشكال أو معضلة الفيزياء الكلاسيكية .

يجب أن يدرك القارئ أن مناقشتنا تعتبر ناقصة إلى حد كبير كتقرير تاريخي : فنحن لانستطيع في صفحات قليلة أن نوفي التطور الشيق المثير لميكانيكا الكم حقه . فإذا نظرنا إلى الحالة عند بداية هذا القرن واستعدنا أحداثه سوف ندرك عندئذ أن هذه المسائل الثلاث المذكورة أعلاه كانت مسائل رئيسية . إلا أننا إذا فحصنا النشرات العلمية لعام ١٩٠٠ في مجلة *Annalen der Physik* (التي كانت إحدى المجلات العلمية الرئيسية في ذات الوقت) نجد أن أغلب الفيزيائيين كانوا مهتمين بمسائل مختلفة جداً . والمقدرة على تمييز ماهو ذو أهمية حقيقية بما هو تافه وضئيل مقدرة نادرة في الواقع (في أي وقت) ، لذلك فإن لدينا كل أسباب التقدير للبصيرة النافذة والخيال الحصب لهؤلاء الرواد الأوائل في الفيزياء الكمية .

٢٨ - لكي نضع الموضوع في قالب مسرحي فسوف نعتبر هذه المسائل الثلاث بمثابة ثلاثة أوجه مختلفة لـ « سر الثابت المفقود » الأساسي . بالطبع لم تكن هذه هي الطريقة التي يصوغ بها الفيزيائيون في عام ١٩٠٠ المشاكل التي تواجههم ، ولكنه من المفيد أن نبحث الأمر ونستعيد أحداثه في الماضي من وجهة النظر هذه .

فالثابت المفقود هو بالطبع ثابت بلانك h . فهذا الثابت لا وجود له في النظرية الكلاسيكية الخالصة للمادة . دعنا إذن نعتبر بعض الثوابت الأساسية في الفيزياء والتي تلعب دوراً هاماً في الوصف الكلاسيكي .

(i) سرعة الضوء ، $c = 3.00 \times 10^{10} \text{ cm/sec}$. هذا الثابت كان معروفاً بدقة مناسبة في عام

١٩٠٠ .

(ii) عدد أفوجادور ، $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$ وهو عدد الجزيئات في الجرام الجزيئي لأي غاز .

قيمة غير دقيقة لهذا الثابت مبنية على نظرية الحركة للغازات كانت معروفة في عام ١٩٠٠ .

(iii) كتلة ذرة الهيدروجين ، $M_H = 1.67 \times 10^{-24} \text{ gm}$ وتمثل أيضاً كتلة البروتون M_p بدقة تقارب 1 جزء في كل 2000 . وبما أن الجرام الجزيئي من الهيدروجين تقترب كتلته من 2 gm ، فإننا نجد أن

$$N_0 M_H \cong N_0 M_p \cong 1 \text{ gm} \quad (٢٨ أ)$$

وإذا عرفنا عدد أفوجادروا استطعنا أن نجد مقدار M_H .

(iv) الشحنة الأولية ، $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ coul} = 4.8 \times 10^{-10} \text{ esu}$ وشحنة الإلكترون $-e$ ، وشحنة البروتون $+e$. والشحنة الموجودة في جرام جزيئي من أيونات وحيدة الشحنة (بمعنى أن كل أيون يحمل شحنة e) تعرف بـ ثابت فراداي F . وعلى هذا فإن

$$F = N_0 e = 96,500 \text{ coul} \quad (٢٨ ب)$$

يمكن قياس ثابت فراداي F بسهولة في إحدى تجارب التحليل الكهربى . F — على سبيل المثال — هي كمية الشحنة التي تمر خلال خلية التحليل الكهربى لكى ترسب واحد جرام — مكافئ من الفضة (أى 107.88 gm من الفضة وذلك لأن الوزن الذرى للفضة هو 107.88) .

(v) نسبة شحنة الإلكترون إلى كتلته $e/m = 1.76 \times 10^8 \text{ coul/gm}$ ونسبة شحنة البروتون إلى كتلته ، $e/M_p = 9.6 \times 10^4 \text{ coul/gm}$. هذه الثوابت يمكن تعيينها من تجارب حيود حزم الإلكترونات أو البروتونات في المجالات الكهربائية والمغناطيسية . بهذه الطريقة استطاع ج . ج طومسون في عام ١٨٩٧⁺ تعيين e/m . ويجب أن نلاحظ أن

$$\frac{e}{M_p} = \frac{F}{N_0 M_p} \quad (٢٨ ج)$$

أى أن هذا الثابت ليس مستقلاً عن الثوابت التي ذكرت آنفاً .

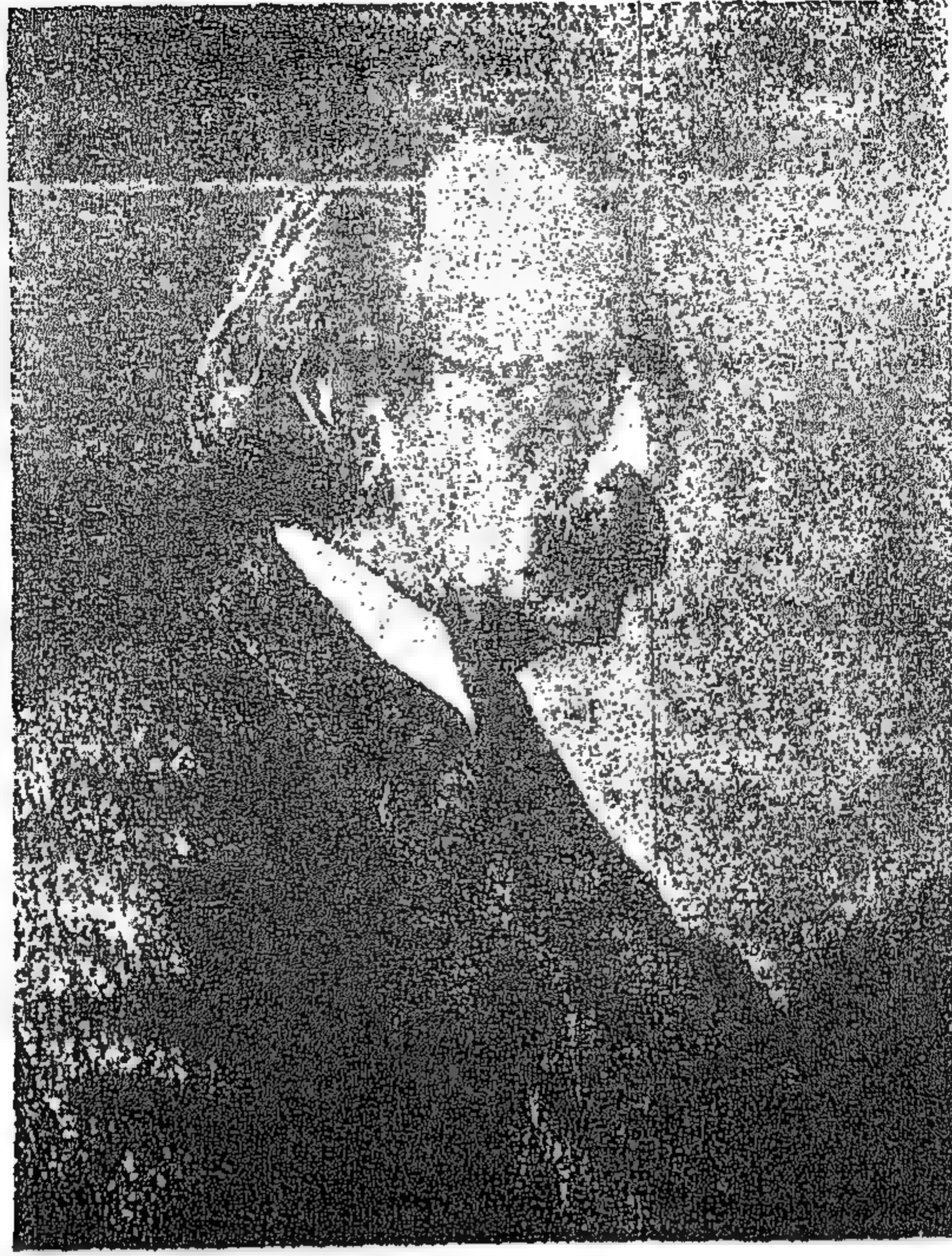
ويجب أيضاً ملاحظة أنه على أساس قيم e/m و e/M_p الدقيقة يمكن إيجاد قيمة دقيقة للكمية

$$\frac{M_p}{m} = \frac{e/m}{e/M_p} \quad (٢٨ د)$$

حتى لو كانت الشحنة e غير معروفة بدقة مماثلة . هذا بالطبع على اعتبار أن شحنة البروتون مساوية في المقدار لشحنة الإلكترون .

(vi) كتلة الإلكترون ، $m = 9.11 \times 10^{-28} \text{ gm}$. هذا الثابت يمكن تحديده من قيمة e وقيمة e/m .

+ J. J. Thomson, "Cathode Rays," *Philosophical Magazine* 44, 293 (1897).



جوزيف نجسون طومسون ، (Joseph John Thomson) ،
 ولد عام ١٨٥٦ بالقرب من مانشستر بإنجلترا ، وتوفي عام ١٩٤٠ .
 لعدد كبير من السنين شغل طومسون (الذى يلقبه المعجبون به بالاختصار
 « ج . ج ») منصب أستاذ كافندش للفيزياء بجامعة كامبريدج ، وكذلك
 منصب أستاذ الفيزياء بالمعهد الملكي بلندن . إن مساهماته المتعددة والمتنوعة
 فى الفيزياء تشمل أبحاثه عن التوصيل الكهربى فى الغازات ، وعن شحنة وكتلة
 الإلكترون وخواص الأشعة الموجبة . وقد اكتشف طومسون الإلكترون
 عام ١٨٩٧ كما أن شغله على الأشعة الموجبة أدى إلى اكتشاف نظائر النيون ،
 وقد تسلم جائزة نوبل عام ١٩٠٦ .

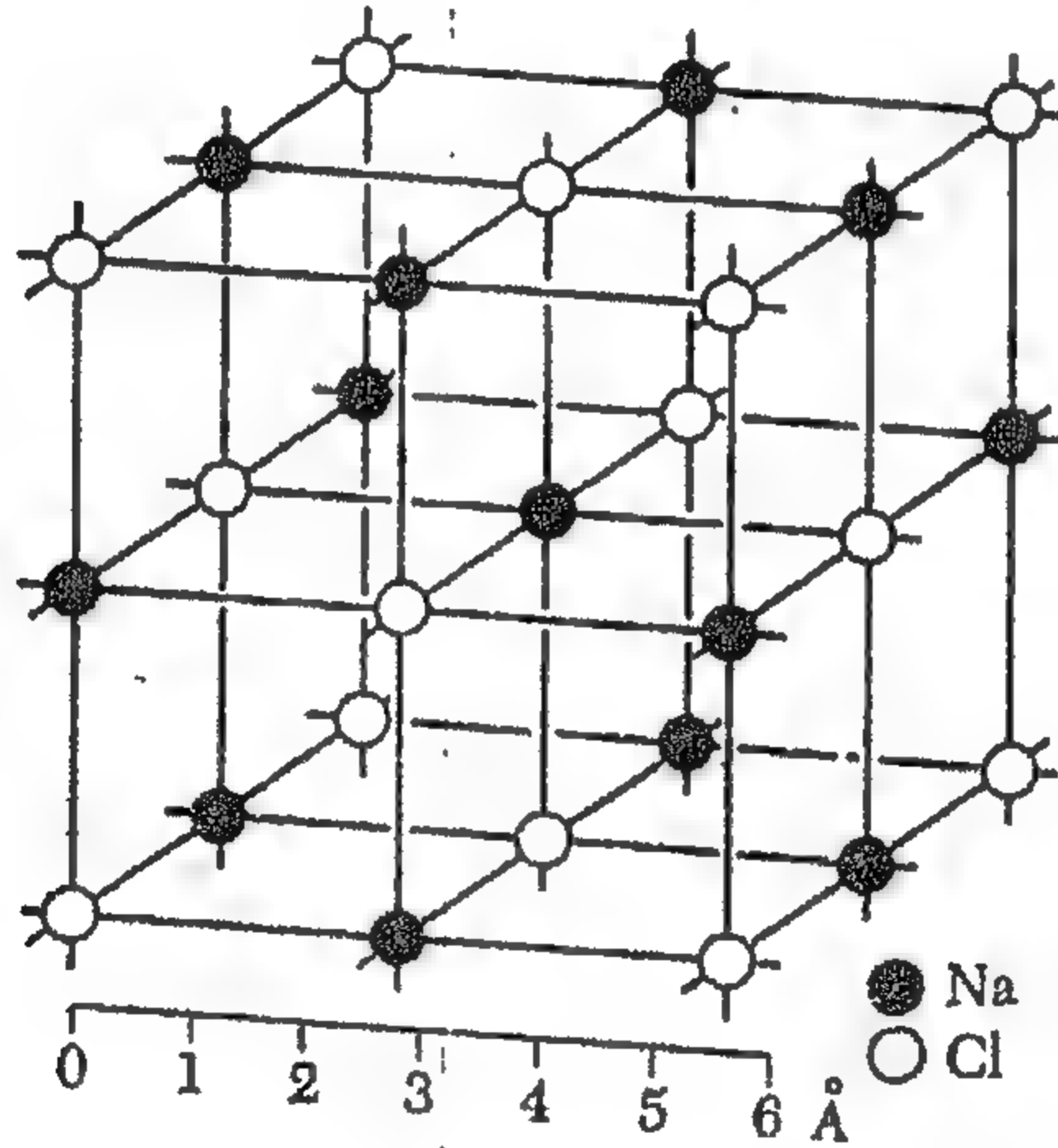
(صورة بالإذن من Professor L.B. Loeb, Berkeley)

٢٩ - عدد أفوجادور N_0 يمثل حلقة الوصل بين الفيزياء المجهرية والفيزياء العيانية . فالحجم الهائل لهذا
 العدد يدلنا على مدى حقيقة صغر الذرات والجزيئات ، وعن سبب عدم ظهور التركيب الجيدى للمادة بجلاء
 فى عالم الفيزياء العيانية . وكما ذكرنا فإن N_0 لم يكن معروفاً بدرجة كبيرة فى نهاية القرن الماضى . ولكن
 الثوابت F ، e/m ، m/M_p كانت معروفة بدرجة أفضل بكثير ، كما أن القياس الجيد المستقل لأى من N_0
 أو e كان يؤدى بدوره إلى معرفة أفضل للثوابت الأساسية e و m و M_p . ومن أحد الملامح الهامة لنظرية
 بلانك لإشعاع الجسم - الأسود أنها سهلت - كما سنرى - التعيين الأفضل والمستقل للثابت N_0 .

بعد حوالى عقد من الزمان استطاع ر. أ. ميلكان (R. A. Millikan) بتجربة نقطة الزيت الشهيرة قياس الشحنة e مباشرة وذلك بملاحظة حركة نقط زيت صغيرة مشحونة سابحة في الهواء تحت تأثير مجال الجاذبية ومجال كهربى مجتمعين[†]. بالرغم من أننا لانتوقع من هذا النوع من التجارب أن يعطى قيمة عالية الدقة للثابت e إلا أن أهميته كانت تكن في استقلاليتها ، وبساطته من ناحية المبدأ لقياس هذا الثابت .

٣٠ - سوف نستطرد في سرد القصة لنذكر أن عدد أفوجادرو N_0 يمكن أيضاً قياسه بطريقة مباشرة للغاية ، وذلك بواسطة إحصاء عدد الذرات في بلورة . فذرات البلورة تكون منسقة في شبكة منتظمة ولتكن شبكة مكعبة ، فإذا استطعنا تعيين الفراغات بين الذرات المتجاورة في البلورة - وهو ما يسمى بثابت الشبكة - يمكننا بسهولة أن نجد N_0 . هذه الفراغات البينية يمكن تحديدها من خلال تجارب حيود أشعة X المستخدمة من خلال - على سبيل المثال - قياسات بواسطة محزوز « عياني » مقسم ميكانيكياً . ولقد أمكن تعيين N_0 أخيراً بهذه الطريقة .

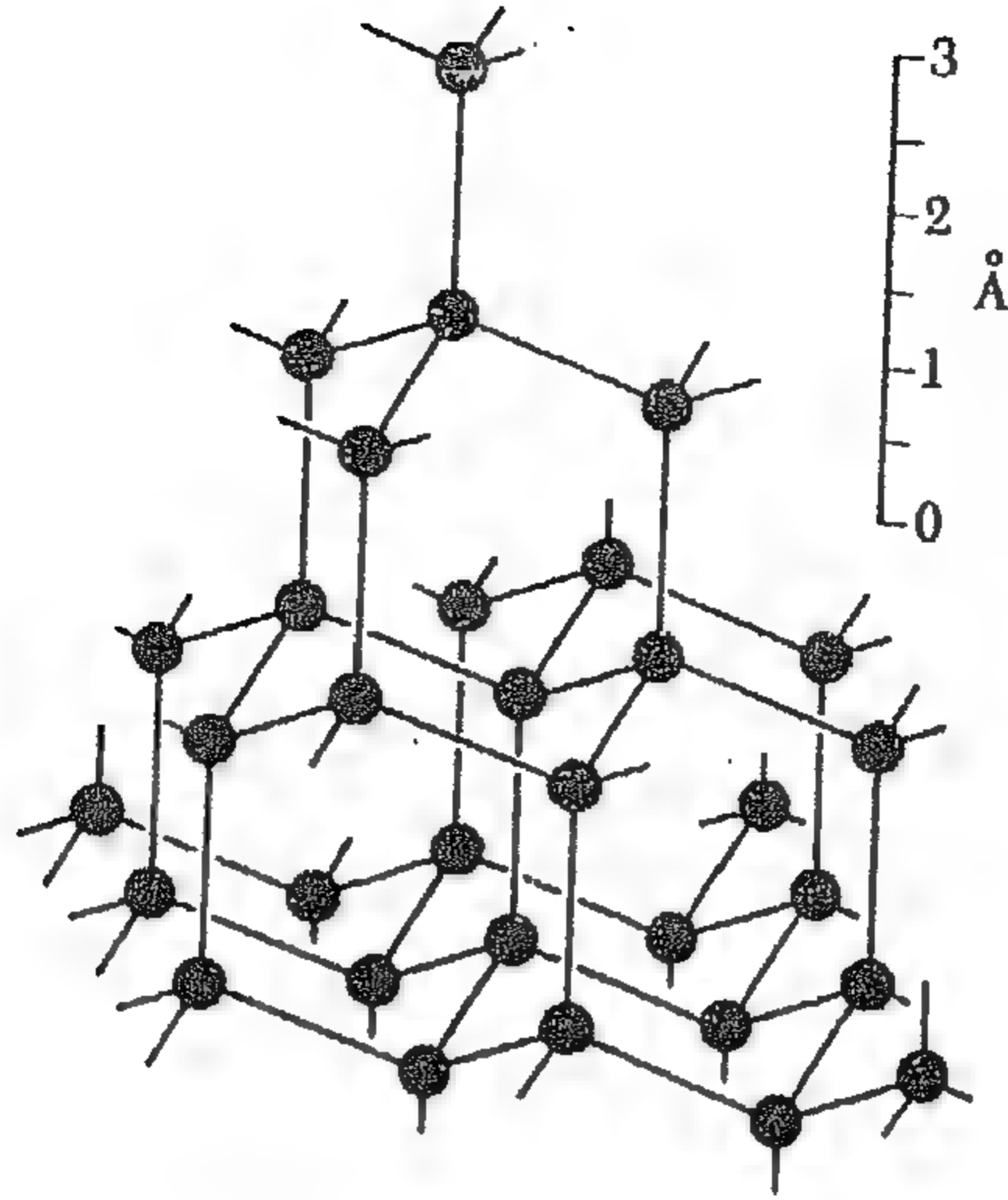
إن الفكرة الذكية بأن الطبيعة تهى لنا محزوزات حيود جاهزة الصنع على شكل بلورات طرات أول ما طرات على ذهن م. فون لو . وعلى أساس اقتراحه أجريت تجارب حيود أشعة X على البلورات عام ١٩١٢ بواسطة و. فريدريش وب. نبنج⁺⁺ هذا في الحقيقة كان أول برهان على تجريبي قاطع بأن أشعة X هي في الواقع موجات ذات أطوال موجية قصيرة .



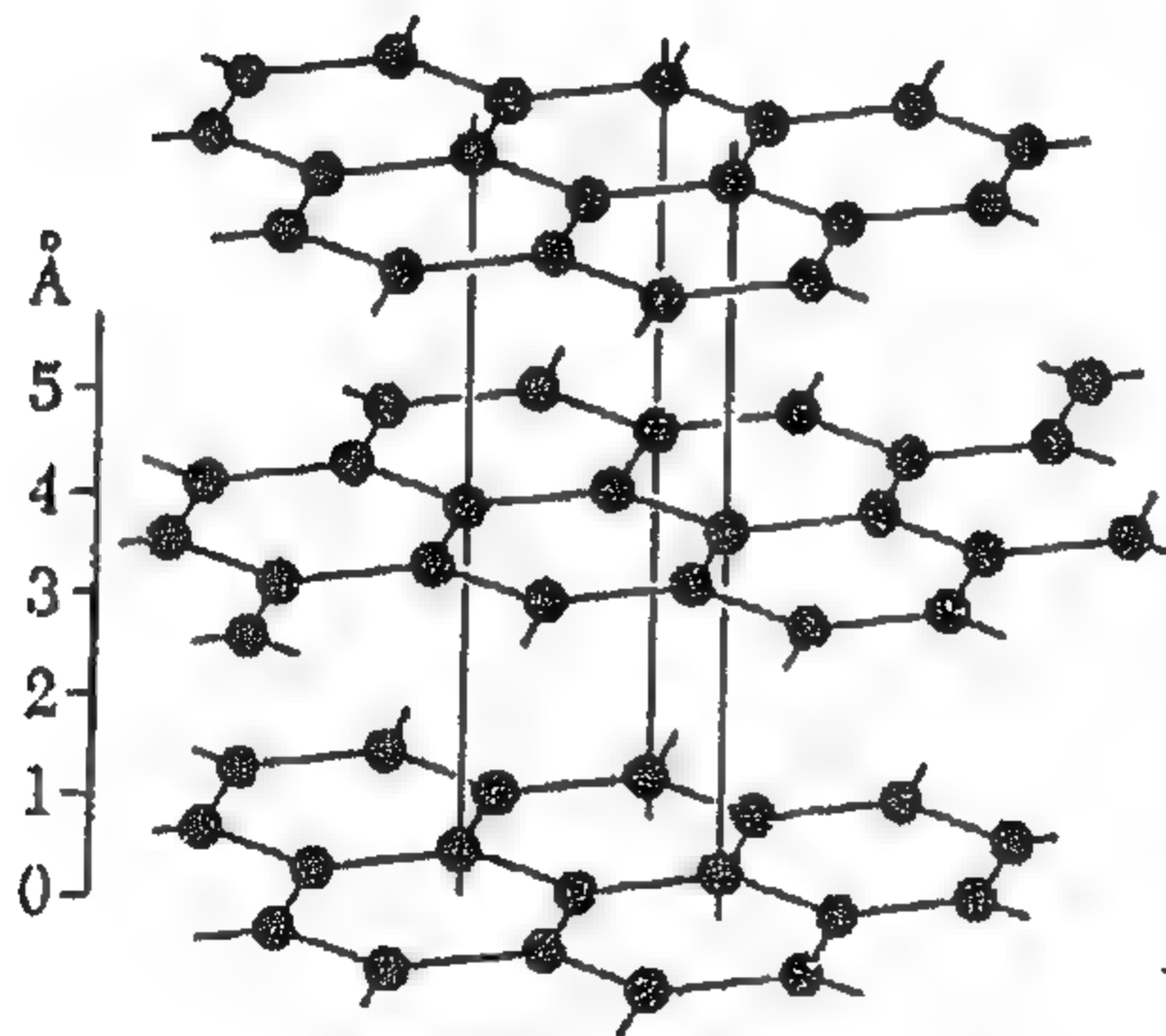
شكل ٣٠ أ التركيب البلورى لكلووريد الصوديوم ذى الشبكة المكعبة ، وتقع ذرات الكلورين وذرات الصوديوم بالتناوب عند الرؤوس . وتشير الكرات الصغيرة إلى المواضع المتوسطة لأنوية الصوديوم والكلورين . لم يقصد بحجوم هذه الكرات نقل أى معلومة عن الحجم لئى من الأنوية أو الذرات .

† R. A. Millikan, "The Isolation of an Ion, a Precision Measurement of Its Charge, and the Correction of Stokes's Law," *The Physical Review* 32, 349 (1911).

++ W. Friedrich, P. Knipping, and M. Laue, "Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen," *Annalen der Physik* 41, 971 (1913).



شكل ٣٠ ب التركيب البلوري للماس ، كل ذرة كربون لها أربعة جيران أقربين موضوعة عند رؤوس رباعي السطوح (الجيران الأقربين تصل بينهما الخطوط الصلبة) .



شكل ٣٠ ج التركيب البلوري للجرافيت ، الماس والجرافيت كلاهما يتكون من الكربون ، وتنبع الفروق المميزة للخواص الفيزيائية لهاتين المادتين من اختلاف الشبكة البلورية لأحدهما عن الأخرى . فشبكة الجرافيت تتكون من مستويات متوازية مزاحة عن بعضها بإزاحات متساوية . وفي كل مستوى تنتظم ذرات الكربون في نمط سداسي ، قارن الشبكة المرسحة عليه مع شبكة الماس في شكل ٣٠ ب .

٣١ - لكي نستطيع أن نفهم الخبيج المتعلقة بإشعاع الجسم الأسود يجب أن نستطرد لنتناقص الحرارة ودرجة الحرارة + هذه المفاهيم مهمة لوصف سلوك المادة ككل تحت شروط الإتران الحرارى . هذا الموضوع ليس له علاقة بتركيب أو سلوك الذرات المعزولة أو الجزيئات أو الأنوية ، ولكنه ذو أهمية فى إدراك كثير من الظواهر الكمية . والسبب فى ذلك يرجع بالطبع إلى أننا فى العادة لانجربى تجاربنا على ذرات أو جزيئات أو أنوية منفردة أو معزولة ، ولكننا نرصد هذه الذرات وهى « كامنة » داخل جسم المادة .

الطاقة الحرارية هى طاقة مصاحبة للحركة العشوائية لمكونات الجسم العيانى . والحرارة هى طاقة حرارية فى حالة انتقال (من جسم إلى آخر) . ولكن ماهى درجة الحرارة ؟ .

٣٢ - ليس من السهل أن نعطى فى جملة واحدة تعريفاً دقيقاً لمفهوم درجة الحرارة . نحن جميعاً نعرف بمعنى ما ماهى درجة الحرارة ، ونعرف كيف نقيسها بميزان حرارى . والميزان الحرارى هو أى جسم أو نظام يتغير تغيراً ملحوظاً بتغير درجة الحرارة مثل التغير فى الطول أو الحجم ، أو التغير فى المقاومة الكهربائية . الخ . دعنا نعتبر ، كثال ، الميزان الحرارى الزئبقى ، حيث نقرأ درجة الحرارة بملاحظة ارتفاع عمود الزئبق فى الأنبوبة الشعرية المنتظمة المقطع . ولتحديد تدرج لدرجات الحرارة يمكننا أن نحدد درجة الحرارة 0° لنقطة انصهار الجليد ودرجة الحرارة 100° لنقطة غليان الماء ، ثم نحدد قيم « الدرجات » الحلالية بتقسيم المسافة بين نقطتي الإسناد على الأنبوبة إلى مائة جزء متساو . بهذه الطريقة يمكننا بالفعل تعريف مقياس درجة الحرارة ، ولكن هذه الطريقة تتضمن خلافاً خطيراً (من وجهة نظر النظرية الفيزيائية الأساسية) وهو أن مقياسنا يتوقف على خواص المادة المأخوذة اعتباطاً وهى الزئبق فى هذه الحالة . ولكن إذا اتبعنا نفس الأسلوب عند استخدام مادة أخرى ولتكن الكحول فن الممكن أن نجد أن 30° على المقياس الكحول ليست هى نفس الشئ مثل 30° على المقياس الزئبقى .

ومن المرغوب فيه للأغراض العلمية أن يكون قياسنا للحرارة غير متوقف على خواص مادة معينة . فى الجزء التالى من هذه السلسلة والخاص بالفيزياء الحرارية ، سوف نناقش بالتفصيل كيف يمكن تعريف مثل هذا النوع من القياس . وسوف نجد أن المقياس المستخلص لدرجة الحرارة هو المقياس المطلق حيث تقاس درجة الحرارة بدرجات كيلفن (Kelvin) التى يرمز لها بالرمز $^{\circ}K$. وعلى هذا المقياس المطلق تكون درجة $0^{\circ}K$ هى أصغر درجة حرارة ممكنة : هذه الدرجة تناظر تقريباً $273^{\circ}C$ - . وللسهولة قد تم اختيار مقدار درجة كيلفن على أساس أن الفرق بين درجتى حرارة على المقياس المطلق تكون له نفس القيمة العددية على المقياس المئوى ، وعلى هذا فإننا نحصل بالتعريف على

$$(temperature\ in\ ^{\circ}K) = (temperature\ in\ ^{\circ}C) + 273.15$$

٣٣ - يمكننا الآن تكوين فكرة كيفية عما « تعنيه » درجة الحرارة من وجهة نظر الفيزياء المجهرية . فالفكرة الأساسية هى كما يلى . إن الزيادة فى درجة الحرارة تصاحبها زيادة فى الطاقة المتوسطة المصاحبة

† These topics are discussed more fully in Berkeley Physics Course, Vol. V, Statistical Physics. See also Physical Science Study Committee, Physics, Chaps. 9 and 26, 2nd ed. (D. C. Heath and Company, Boston, 1965).

للحركات العشوائية للمكونات الأولية للجسم . وعند درجة حرارة 0°K تتخذ كل الحركات العشوائية ، وهذا هو المعنى الفيزيائي لأقل درجة حرارة ممكنة (مع التأكيد على كلمة « عشوائي ») .

في الميكانيكا الإحصائية غالباً مانضى صفات مثالية على الغاز الحقيقي ويتم ذلك بدلالة نموذج : فنفرض أن الغاز يتكون من عدد كبير من جسيمات دقيقة متماثلة (جزيئات) ذات حركة عشوائية وتفاعلات بينية صغيرة يمكن إهمالها . هذا النموذج يزودنا بوصف جيد للغاز الحقيقي المخلخل . إذا كانت الجسيمات في الغاز (النموذج) هي جزيئات نوع واحد من الذرات فإننا نتحدث عن الغاز المثالي أحادي الذرة . ومن الممكن إثبات أنه لجرام جزيئي واحد من الغاز المثالي ، يكون

$$PV = \frac{2}{3}N_0E_{\text{kin}} \quad (133)$$

حيث P هو الضغط ، V هو حجم الإناء و E_{kin} هي طاقة الحركة المتوسطة لكل جزيء (أحادي الذرة) . وتعرف درجة الحرارة المطلقة في هذا النموذج لكي تعبر ببساطة عن طاقة الحركة المتوسطة من خلال $E_{\text{kin}} = \frac{3}{2}kT$ ، حيث أن ثابت التناسب k هو المعروف بثابت بولتزمان (Boltzmann) . وعلى هذا يمكننا أن نكتب (133) على النحو :

$$PV = N_0kT = RT \quad (134)$$

والثابت $R = N_0k$ هو ثابت الغاز العالمي . وكحقيقة تجريبية فإن هذا القانون يسرى بدقة على كل الغازات المخلخلة بدرجة كافية : أي أن القانون أصلح للتطبيق كلما كان الغاز أقل كثافة . ويمكن أن نستثمر هذه الحقيقة لمعايرة ترمومتر غازي يصلح لقياس درجة الحرارة المطلقة .

٣٤ - ثابت الغاز العالمي له القيمة

$$R = N_0k = 8.3 \times 10^7 \text{ erg } (^{\circ}\text{K})^{-1} (\text{mol})^{-1} \\ = 1.99 \text{ cal } (^{\circ}\text{K})^{-1} (\text{mol})^{-1} \quad (135)$$

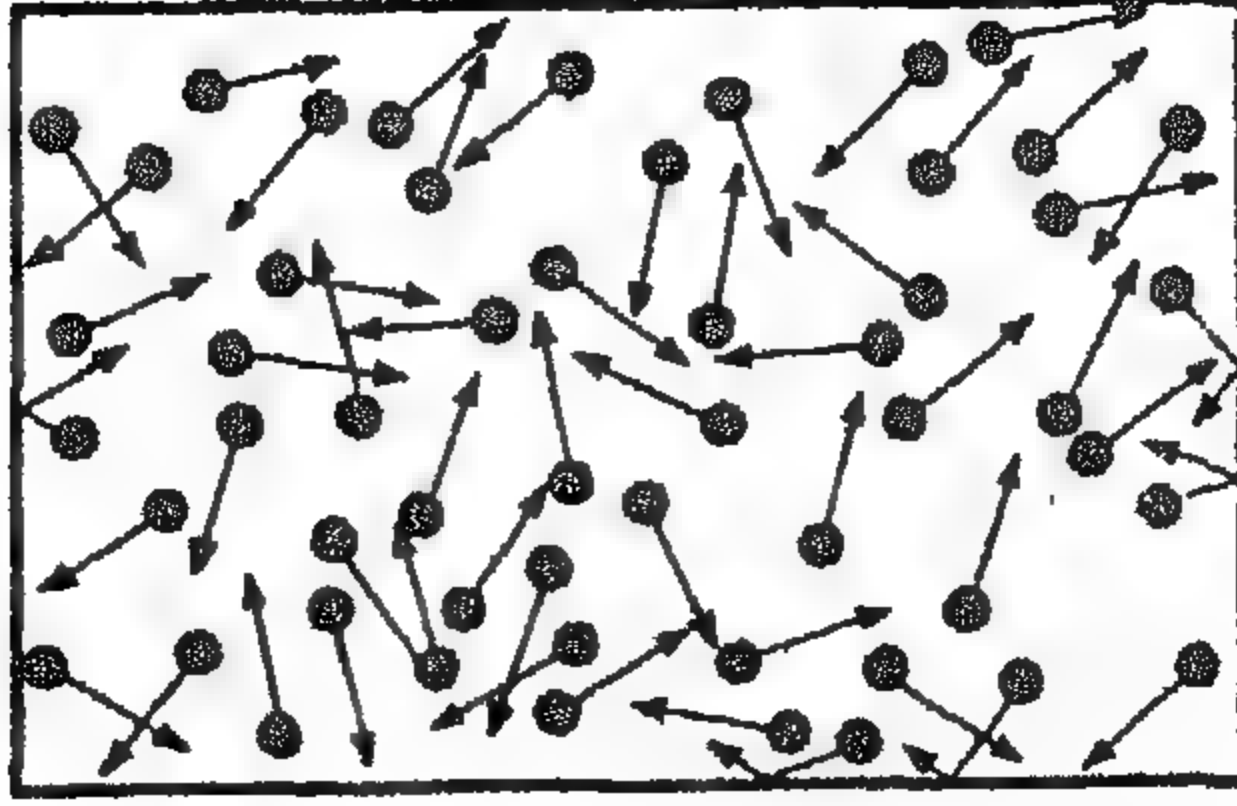
إنه ثابت عياني يمكن قياسه مباشرة على أساس العلاقة (134) .

ثابت بولتزمان $k = R/N_0$ هو ثابت الغاز لكل جزيء . ويمكن تعيينه بمعلومية N_0 وقيمته

$$k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg } (^{\circ}\text{K})^{-1} \quad (136)$$

وهو في الواقع عامل تحويل بين درجة الحرارة والطاقة . أن ترتبط درجة الحرارة والطاقة على هذا النحو لا ينبغي أن يدعو إلى الاعتقاد بأن الطاقة ودرجة الحرارة هما « نفس الشيء » .

٣٥ - بعد هذا المسح للشوايت الأساسية في الفيزياء الكلاسيكية سوف نعتبر الآن المسألة الخاصة بقانون إشعاع الجسم الأسود بناء على الحقائق التجريبية التالية . سطح الجسم المادي المحفوظ عند درجة حرارة مرتفعة يبعث ضوءاً له كل الترددات أو الأطوال الموجية . إذا رسمنا كمية الطاقة الإشعاعية المنبعثة في وحدة الزمن



شكل ٣٣ أ العلاقة $PV = \frac{2}{3} N_0 E_{kin}$ يمكن فهمها بسهولة . إفتراض إناء حجمه V به عدد N_0 من الجزيئات ، وافترض مبدئياً أن كل الجزيئات تتحرك إلى اليمين بسرعة u . عدد الجزيئات التي تصطدم بوحدة مساحات الحائط في وحدة الزمن هي $u(N_0/V)$. كل جزيء ينقل كمية من كمية التحرك مقدارها $2mu$ إلى الحائط . الضغط P' يساوي الكمية الكلية لكمية التحرك المنقولة لوحدة المساحات في وحدة الزمن ، وعلى هذا يكون

$$P' = 2mu^2(N_0/V) = 4 E_{kin}(N_0/V)$$

في الحقيقة يكون اتجاه الحركة عشوائياً وتكون علاقة الضغط الصحيح P بالضغط P' المحسوب عليه هي $P = \frac{1}{3} P'$ ، والتي تؤدي إلى المعادلة (٣٣ أ) . (يمكن فهم سبب وجود المعامل $\frac{1}{3}$ إذا تخيلنا أن الجزيئات تتحرك في ستة اتجاهات عيارية : في كلا الاتجاهين على طول المحاور الثلاثة المتعامدة . سدس الجزيئات فقط سوف يساهم في الضغط على الحائط الأيمن) .

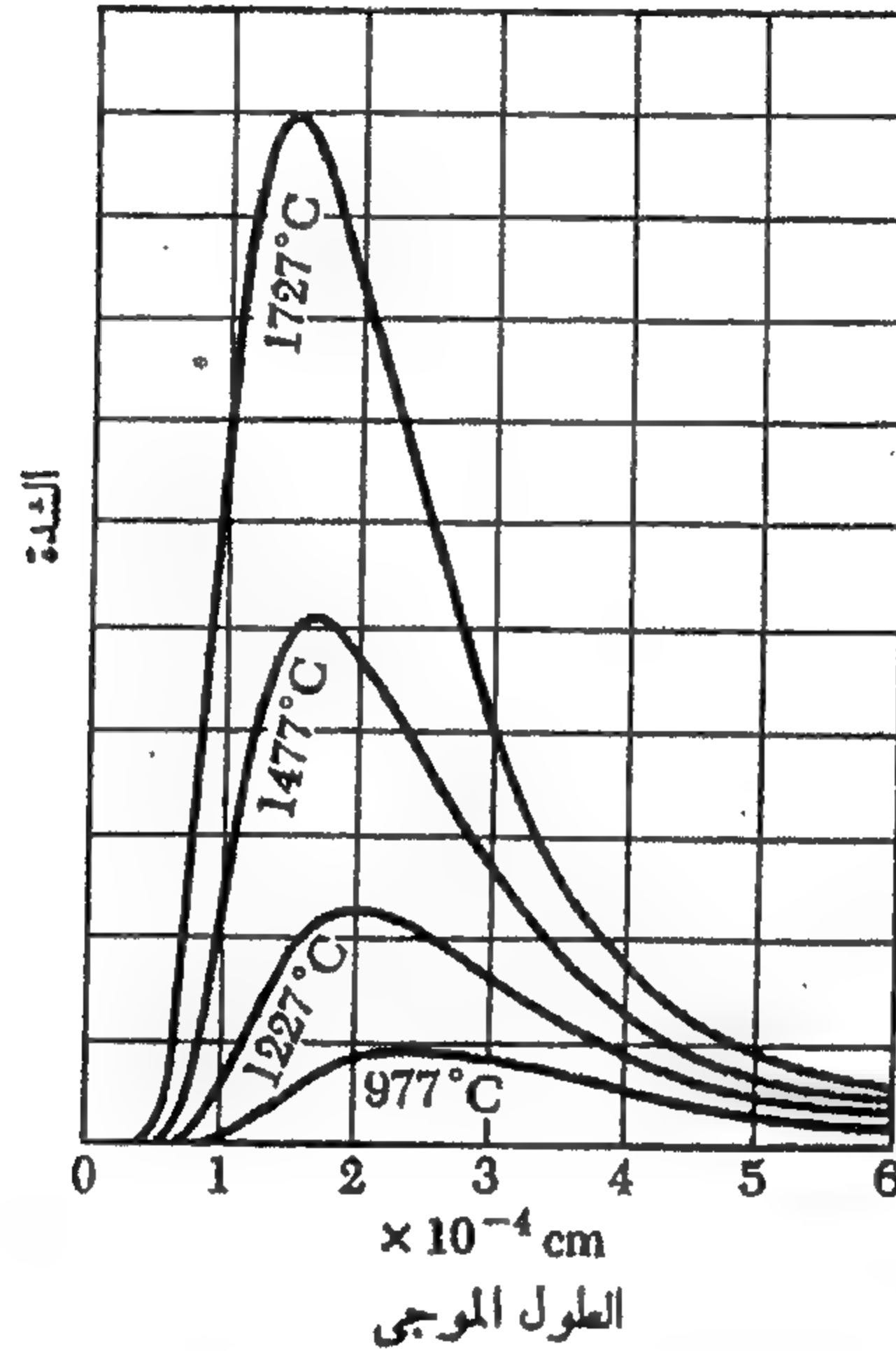
في وحدة المساحات في فترة وحدة الطول الموجي كدالة في الطول الموجي نحصل على منحني يصل إلى الصفر عند أطوال الموجات الطويلة جداً والقصيرة جداً . وعلى العموم يكون للمنحنى قمة وحيدة عظمى عند طول موجي λ_{max} يتوقف على درجة الحرارة . إن موضع هذه القمة والكمية الكلية للإشعاع المنبعث هي نفسها تقريباً لكل السطوح المادية فبدلاً من دراسة الإشعاع المنبعث من السطح المادي يمكن للمرء أن يدرس الإشعاع المنبعث من ثقب صغير في حائط سطح مغلق محفوظ في درجة حرارة ثابتة . في هذا النوع من القياس يكون لدينا عادة تجويف أو « فرن » مغلق مصنوع من أي مادة ذات مقاومة مناسبة للصهر ، ومزود بثقب صغير في أحد جوانبه (أي أن الثقب صغير بالنسبة إلى الأبعاد الطولية للتجويف) . ثم نوجه أجهزتنا نحو الثقب لنقيس طاقة الإشعاع المنبعثة من داخل هذا التجويف . وقد وجد في مثل هذه القياسات أن

(١) رسم (أنظر شكل ٣٥ أ) شدة الإشعاع من الثقب مقابل طول الموجة هو منحنى بسيط ينحدر ناحية الصفر عند أطوال الموجات الطويلة والقصيرة ، وله قمة عظمى عند طول موجي λ_{max} تعتمد على درجة الحرارة T تخوافظ اعتماداً بسيطاً أي

$$\lambda_{max} T = C_0 = 0.2898 \text{ cm } ^\circ\text{K} \quad (٣٥ أ)$$

(٢) التوزيع الطيفي للإشعاع المنبعث ، أى ، شكل المنحنى المذكور فى (١) لا يعتمد على شكل التجويف ولا يتوقف على نوع المادة المصنوعة منها حوائطه . كما أن الثابت C_0 فى المعادلة (٣٥ أ) التى تعبر عن قانون فين للإزاحة (*Wien's displacement law*) هو إذن ثابت عالمى يصف خاصية غير عادية للتجويف على وجه العموم .

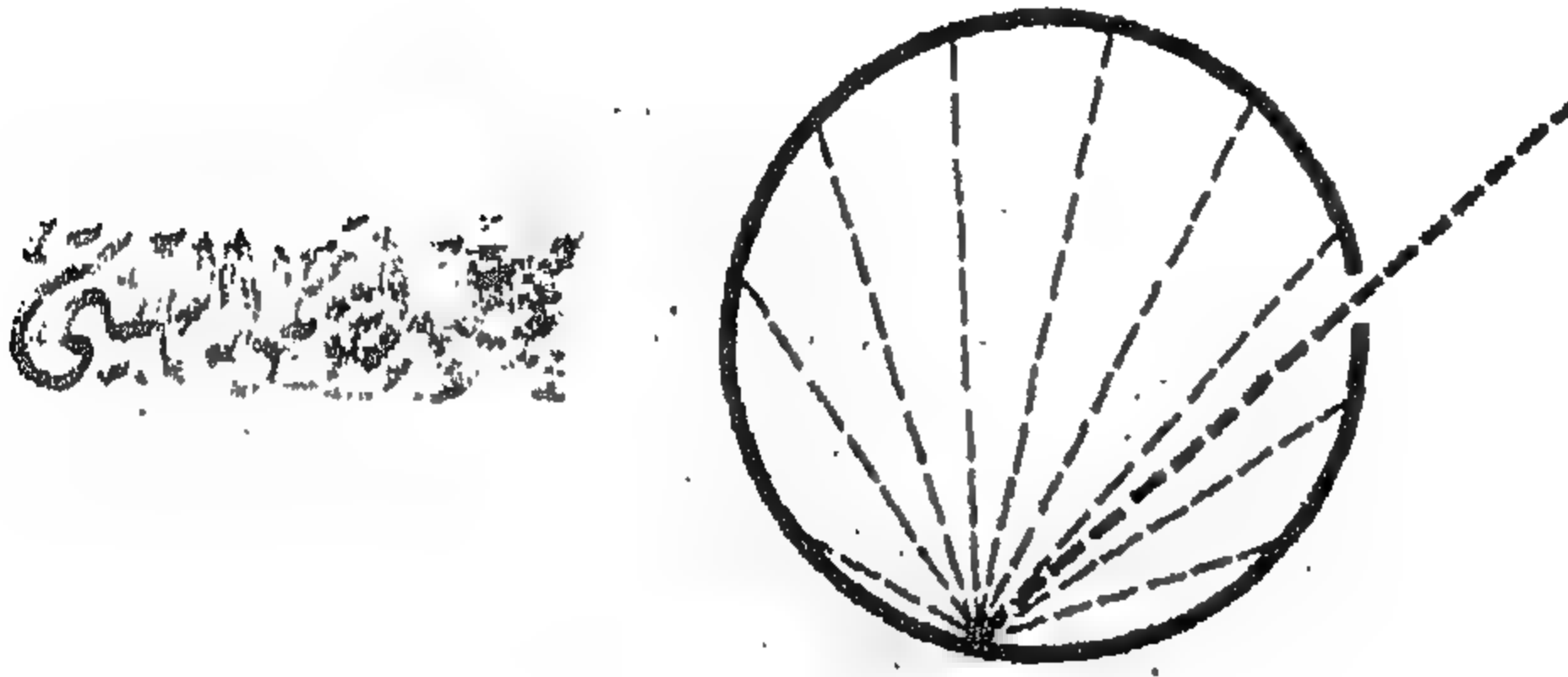
(٣) شدة الإشعاع الخارج من الثقب تكون دائماً أكبر - عند كل الأطوال الموجية - من الشدة المناظرة المنبعثة من السطح المادى عند نفس درجة حرارة حوائط التجويف ، إلا أن رتبة العظم للشدة هى نفسها .



شكل ٣٥ أ رسم بياني يوضح القدرة المنبعثة بواسطة الجسم الأسود لوحدة المساحات لوحدة الطول الموجي عند أربع درجات حرارة مختلفة . القدرة الكلية المنبعثة تتناسب مع المساحات تحت المنحنيات وتتناسب مع درجة الحرارة المطلقة مرفوعة للأس الرابع ، لاحظ كيف يتوقف موضع القمة المعظمى على درجة الحرارة ؟ العلاقة الدقيقة التى تربطهما يعبر عنها بقانون فين *Wien's Law* .

٣٦ - السطح الذى يمتص كل الإشعاع الساقط عليه يسمى سطح جسم - أسود . وبالنسبة للمشاهد الخارجى يبدو الثقب الصغير فى التجويف إلى حد ما مثل سطح جسم - أسود خاصة إذا كانت السطوح الداخلية للتجويف خشنة ومطلية باللون الأسود . والسبب ببساطة هو أن أى شعاع (ضوء) ساقط من الخارج على الثقب سوف يمتص كله تقريباً خلال انعكاسات متعددة داخل التجويف ، حتى إذا كانت السطوح الداخلية للحوائط غير مثالية الإمتصاص .

بسبب كل هذه الظروف فنحن نشير إلى الإشعاع المنبعث من الثقب في حائط التجويف وكأنه إشعاع جسم - أسود . وقد أوضح ج . ر . كيرشوف (G. R. Kirchhoff) خلال اعتبارات عامة جداً للديناميكا الحرارية ، أنه لأي طول موجي تكون نسبة معدل الانبعاث من سطح مادي اختياري إلى معدل الانبعاث من سطح جسم - أسود مساوية لمعامل امتصاص المادة عند ذلك الطول الموجي . وعلى هذا فإن سطح الجسم الأسود عبارة عن باعث قياسي مناسب ، وسوف نقصر اعتباراتنا على إشعاع الجسم - الأسود ، أي الانبعاث من ثقب في حائط تجويف .



شكل ٣٦ أ . بالنسبة للمشاهد الخارجي يبدو ثقب صغير في حائط تجويف ذي سطوح داخلية ماصة (جزئياً) بمثابة سطح جسم - أسود : إذ يمتص الإشعاع الساقط بالكامل تقريباً . فعند دخول شعاع ضوئي خلال الثقب فإنه يمتص جزئياً وينعكس الجزء الباقي انعكاساً انتشارياً عند اصطدامه بالسطح الداخلي . الأشعة المنعكسة تمتص مرة أخرى جزئياً وتنعكس جزئياً انعكاساً انتشارياً ، وجزء صغير جداً من الضوء الساقط سوف يجد طريقة مرة أخرى إلى خارج الثقب .

وبنص آخر : الفوتون الداخل إلى التجويف لا يملك إلا احتمالاً ضئيلاً لكي يهرب من خلال الثقب .

القارئ يستطيع أن يتأكد بنفسه وبسهولة أن الجسم - الأسود يمكن أن يدرك على هذا النحو . أطل السطح الداخلي لصندوق صغير من الكرتون باللون الأسود وافتح ثقباً صغيراً في أحد جوانبه . أنظر من الخارج لتجد أن الثقب يبدو « أكثر سواداً » من أي سطح مادة « سوداء » .

٣٧ - بنهاية القرن التاسع عشر كانت قد أجريت بعناية مجموعة من التجارب على قانون إشعاع الجسم الأسود ، وقد تأكدت بالفعل العلاقة (٣٥ أ) . وكانت المسألة النظرية البارزة عندئذ هي اشتقاق قانون الإشعاع من المبادئ الأولية . فانبعاث الإشعاع من الثقب ليس في حد ذاته شيء مثير ، فنحن نعلم أن مكونات المادة هي جسيمات مشحونة ، وأن الاهتزازات الحرارية لهذه المكونات في الحوائط تؤدي بالطبع إلى انبعاث الإشعاع في داخل التجويف . هذا الإشعاع يمكن أيضاً امتصاصه بواسطة الحوائط ، فإذا حفظنا درجة حرارة الحوائط عند درجة ثابتة فسوف نصل إلى نوع من الإتزان بين طاقة الإشعاع في التجويف وفي الحوائط ،

أى يتساوى معدل الإنبعاث والامتصاص . والمسألة إذن هي أن يشتق تعبير لكثافة طاقة الإشعاع في التجويف كدالة في طول الموجة ودرجة الحرارة .

وهنا نركز انتباهنا على تفاصيل جانب واحد من هذه المسألة ، بالذات على العلاقة (٣٥ أ) . ولكي نسير غورها نعيد كتابتها على الصورة .

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} \times kT = X_1 = \frac{C_0 k}{c} \quad (٣٧ أ)$$

حيث c هي سرعة الضوء ، k ثابت بولتزمان ، و X_1 هو ثابت جديد . بما أن الجانب الأيسر للمعادلة (٣٧ أ) له الأبعاد الفيزيائية (زمن) \times (طاقة) = فعل فإن الثابت X_1 ماهو إلا قيمة الفعل . كيف يتأتى لنا أن نشق تعبيراً رياضياً للثابت X_1 ؟ كيف لنا أن نستخرج كمية لها الأبعاد الفيزيائية للفعل من الثوابت الطبيعية المتاحة؟ هذا بالتأكيد يمثل إشكالا لأنه من الصعب أن نرى كيف يتأتى للثوابت m ، M_H ، e أن تشارك في التعبير عن X_1 . إن الحالة الفيزيائية تبدو واضحة جلية ، فطاقة الإشعاع داخل التجويف في حالة اتزان حرارى مع الحوائط . والإشعاع المنبعث لا يتوقف على حجم وشكل التجويف كما أنه مستقل أيضاً عن مادة هذه الحوائط ؛ كيف إذن لثوابت مثل m و e تتعلق بخواص الحوائط ، أن تكون ذا حيثية؟ يبدو أن تشككنا في أن X_1 لا يمكن أن يشتق من بقية الثوابت هو شك له ما يبرره تماماً ، والحقيقة أن العلاقة (٣٧ أ) لا يمكن فهمها على أساس من الفيزياء الكلاسيكية . كان الأمر في الواقع مشبطاً للغاية عام ١٩٠٠ أى قبل اكتشاف بلانك . فتطبيق الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية قد أدى إلى قانون غير معقول لإشعاع الجسم الأسود ، ينص على أن شدة الإشعاع تزداد بلا توقف مع التردد بحيث تصبح الشدة الكلية للإشعاع لانهائية ، وهذا يعنى أن الإشعاع لا يمكن أن يكون في حالة اتزان حرارى مع المسادة عند أى درجة حرارة !

٣٨ - في ١٤ ديسمبر عام ١٩٠٠ قدم ماكس بلانك (Max Planck) اشتقاقاً لقانون إشعاع الجسم الأسود في اجتماع الجمعية الفيزيائية الألمانية ببرلين ، ويعتبر هذا التاريخ بمثابة يوم ميلاد نظرية فيزياء الكم . وفي اشتقاقه للتعبير النظرى لشدة الإشعاع كدالة في الطول الموجى ودرجة الحرارة ، تجاوز بلانك الفيزياء الكلاسيكية عندما وضع لهذا الغرض افتراضاً جذرياً يمكن صياغة مؤداه فيما يلى . المتذبذب ذو التردد الطبيعى ν يمكن أن يأخذ أو يفقد الطاقة فقط في طرود قيمة كل منها $E = h\nu$ ، حيث h هو ثابت أساسى جديد للطبيعة . واستطاع بلانك بذلك أن يشتق - من بين أشياء أخرى - تعبيراً للثابت X_1 ، وهو

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} \times kT = \frac{C_0 k}{c} = X_1 = 0.2014 \times h \quad (٣٨ أ)$$

كانت هذه بداية ظهور ثابت بلانك .

M. Planck, "Über das Gesetz der Energieverteilung in Normalspektrum," *Annalen der Physik* 4, 553 (1901).

وكان بلانك نفسه شديد التردد في قبول هذا التجاوز عن الفيزياء الكلاسيكية ، وبعد اكتشافه العظيم حاول جاهداً ولعدة سنوات أن يفهم ظاهرة إشعاع الجسم الأسود على أساس كلاسيكي خالص دون الحاجة إلى الفرض الذي وضعه مرغماً . وفيما يتعلق بهذه المجهودات غير المثمرة قال أخيراً بأنه لا يعتبرها عملاً ضائعاً ، فبفضل هذه المحاولات المتكررة الفشل وحدها استطاع أن يصل في النهاية إلى الاقتناع بأنه لا يمكن أن يكون هناك تفسير لظاهرة الإشعاع من خلال الفيزياء الكلاسيكية .

٣٩ - إن قانون الإشعاع لبلانك في تألقه الكامل يقرأ على النحو التالي :

$$E(\lambda, T) = \left(\frac{8\pi hc}{\lambda^5} \right) \times \frac{1}{\exp (hc/\lambda kT) - 1} \quad (١٣٩)$$

حيث $E(\lambda, T)$ هي كثافة طاقة الإشعاع في التجويف لفترة وحدة الطول الموجي ، عند الطول الموجي λ وكذلك عند درجة الحرارة T . k هو ثابت بولتزمان ، c هي سرعة الضوء .

شدة الإشعاع المنبعث من ثقب صغير في حائط التجويف تتناسب مع كثافة الطاقة داخل التجويف ، والتعبير (١٣٩) هو على هذا تعبير رياضي للعلاقات الموضحة في شكل (١٣٥) .

ولكي نحدد موضع قمة $E(\lambda, T)$ العظمى كدالة في λ عند ثبوت T ، نفاضل $E(\lambda, T)$ بالنسبة إلى λ ونساوي ناتج التفاضل بالصفر ، ثم نحل المعادلة لإيجاد λ_{\max} . وتمكننا هذه الطريقة من الحصول على العلاقة (١٣٨) أو العلاقة المكافئة

$$\lambda_{\max} T = C_0 = 0.2014 \times \frac{hc}{k} \quad (٣٩ ب)$$

بما أن λ_{\max} ، T يمكن قياسهما مباشرة وحيث أن c معلومة فإننا نستطيع تعيين h/k تجريبياً على أساس العلاقة (٣٩ ب) . بالإضافة إلى ذلك يمكننا تعيين الثابت h بواسطة المقارنة التفصيلية بين قيمة $E(\lambda, T)$ المقاسة تجريبياً وبين التعبير النظري (٣٩ أ) . وهذا يسمح بحساب ثابت بولتزمان k ، وأخيراً ، بفضل العلاقة $N_0 = R/k$ يمكن حساب N_0 . وقيمة الثابت k التي حصل عليها بلانك باستخدام هذه الطريقة هي حوالي 2.5 بالمائة أصغر من أفضل قيمة حديثة التعيين .

٤٠ - إن التاريخ التفصيلي لقانون بلانك للإشعاع تاريخ ساحر وخلاب . فقبل أن ينجح بلانك في اشتقاق التعبير (٣٩ أ) بناء على وجهة النظر « المجهرية » حاول بالفعل أن يخمن توقف $E(\lambda, T)$ الصحيح على كل من λ و T . هذا التخمين كان يعتمد جزئياً على بعض القياسات التي أجراها بعناية هـ . روبنزوف . كيرلبوم ، وجزئياً على بعض الاعتبارات النظرية العامة . (واضح أن العلاقة (٣٩ أ) هي من التعقيد بمكان بحيث يصعب الوصول إليها على أساس تجريبي خالص) . وقد عرض بلانك نتائج الأولي على الجمعية الفيزيائية الألمانية في ١٩ من أكتوبر عام ١٩٠٠ . في ذلك البحث إحتوت الصيغة الرياضية على ثابتين بدون إبداء تحليل فيزيائي ، مثل الثوابت التي قد نكتبها الآن على الصورة $(8\pi hc)$ و (hc/k) . وقد أعيد فحص تلك الصيغة بمقارنتها بالنتائج التجريبية بواسطة روبنز وبواسطة و . ليومر إ . برنجشيم ،

ووجد أنها تتفق مع الحقائق بدقة ملحوظة⁺ . وقد واجه بلانك عندئذ مشكلة إيجاد نوع من التبرير النظرى الأساسى لصيغة بدت على أنها الصيغة الصحيحة . وقد تم له النجاح فى حل هذه المشكلة بعد حوالى ثمانية أسابيع من العمل المتقد حماساً .

التأثير الكهروضوئى

٤١ - عند بدء القرن الحالى كان من المعروف بالتجربة أن الضوء (فى المنطقة المنظورة أو فوق البنفسجية) عندما يسقط على سطح معدن فإن الإلكترونات تنبعث من هذا السطح⁺⁺ وهذه الظاهرة فى حد ذاتها ليست مدعاة للدهشة لأننا نعلم بأن الضوء عبارة عن إشعاع كهرومغناطيسى ، وعلى هذا فأننا نتوقع أن المجال الكهربى للضوء يمكن أن يحدث قوة على الإلكترونات فى سطح المعدن ويسبب انبعاث بعض منها . أما ما يدعو للعجب حقاً فهو أن طاقة حركة الإلكترونات المنبعثة لا تتوقف على شدة الضوء ، ولكنها تعتمد بالفعل على التردد بصورة بسيطة للغاية : إنها تزداد زيادة خطية مع التردد . فى حين أن زيادة شدة الضوء تسبب مجرد زيادة فى عدد الإلكترونات المنبعثة فى وحدة الزمن ولكنها لا تؤثر على طاقتها . إنه لمن الصعب بمكان أن نفهم هذا على أساس كلاسيكى ، فقد كنا نتوقع أنه عندما تزداد الشدة لموجة الضوء وبالتالي تزداد سعة المجال الكهربى فى الموجة فإن الإلكترونات سوف تعجل إلى سرعات عالية .

هذه الحقائق كانت قد ترسخت قبل عام ١٩٠٥ بواسطة ب . لنارد وآخرون . إلا أن القياسات الدقيقة للعلاقة بين تردد الضوء وطاقة الإلكترونات المنبعثة لم تتم حتى عام ١٩١٦ عندما درس الموضوع بعناية فائقة بواسطة ر . أ . ميليكان .

٤٢ - فى عام ١٩٠٥ اقترح ألبرت أينشتين تفسيراً لهذه الظاهرة⁺⁺⁺ بناء على هذا التفسير فإن الطاقة فى حزمة من الأشعة الضوئية أحادية اللون تكون على هيئة طرود قيمة كل منها $h\nu$ ، حيث ν هو تردد الضوء ؛ هذا الكم من الطاقة يمكن أن ينتقل كاملاً إلى الإلكترون ، وبتعبير آخر يكتسب الإلكترون طاقة $E = h\nu$ وهو ما زال داخل المعدن . إذا افترضنا الآن أن كمية معينة من الشغل ، W ، يجب أن تبذل لإزالة الإلكترون من المعدن ، فإن الإلكترون سوف ينبعث بطاقة حركة $E_{kin} = E - W$ ، أو

$$E_{kin} = h\nu - W \quad (٤٢)$$

ويطلق على الكمية W ، دالة الشغل للسادة ومن المفترض أنها ثابت مميز للمعدن ، ولا تتوقف على التردد ν .

For later tests of Planck's law, see H. Rubens and G. Michel, "Prüfung der Planckschen Strahlungsformel," *Physikalische Zeitschrift* 22, 569 (1921). +

See PSSC, *Physics*, Chap. 33. ++

A. Einstein, "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt," *Annalen der Physik* 17, 132 (1905). +++

والمعادلة (٤٢ أ) هي معادلة أينشتاين الشهيرة للتأثير الكهرضوئي وتوضح أن طاقة الإلكترونات المنبعثة تزداد زيادة خطية مع التردد ، لكنها مستقلة عن شدة الضوء . ويكون عدد الإلكترونات المنبعثة بالطبع متناسباً مع عدد الكمات الواردة أو الساقطة ، وبالتالي يتناسب هذا العدد مع شدة الضوء الساقط . على هذا النحو استطاع أينشتاين أن يفسر الملامح الكيفية للتأثير الكهرضوئي كما كانت معروفة له في ذات الوقت .

٤٣ - وقد توصل أينشتاين إلى هذه الفكرة عندما لاحظ أنه يمكن فهم بعض ملامح قانون بلانك الغريب لإشعاع الجسم - الأسود بفرض خواص جسيمية للإشعاع الكهرمغناطيسي داخل التجويف ، أي بافتراض أن طاقة الإشعاع تتكون من كمات قيمة كل منها $h\nu$. ويجب التنويه هنا أن المعنى الحقيقي لفرض بلانك كان في ذلك الوقت مغلفاً بالغموض وأن طريقة أينشتاين الجديدة في النظر إلى ظاهرة إشعاع الجسم - الأسود كانت لذلك خطوة جادة إلى الأمام . إن أهم سمة لهذا الأمر كانت على أي حال مقدرة أينشتاين على تطبيق فهمه لظاهرة إشعاع الجسم - الأسود على حالة فيزيائية جديدة ، ألا وهي التأثير الكهرضوئي .

٤٤ - المعادلة (٤٢ أ) كانت بمثابة تنبؤ نظري دقيق ، وفي هذا الصدد ، فهي قابلة لاختبارات تجريبية كمية . وهي بالإضافة إلى ذلك تعطي الفرصة لقياس جديد لثابت بلانك ، بفرض أن آراء أينشتاين صحيحة . وكما ذكرنا من قبل أن هذه المسائل الهامة للغاية قد تمت دراستها بواسطة ر . أ . ميليكان في سلسلة من القياسات الجميلة المتقنة + : والتي وجدها على اتفاق تام مع معادلة أينشتاين (٤٢ أ) .

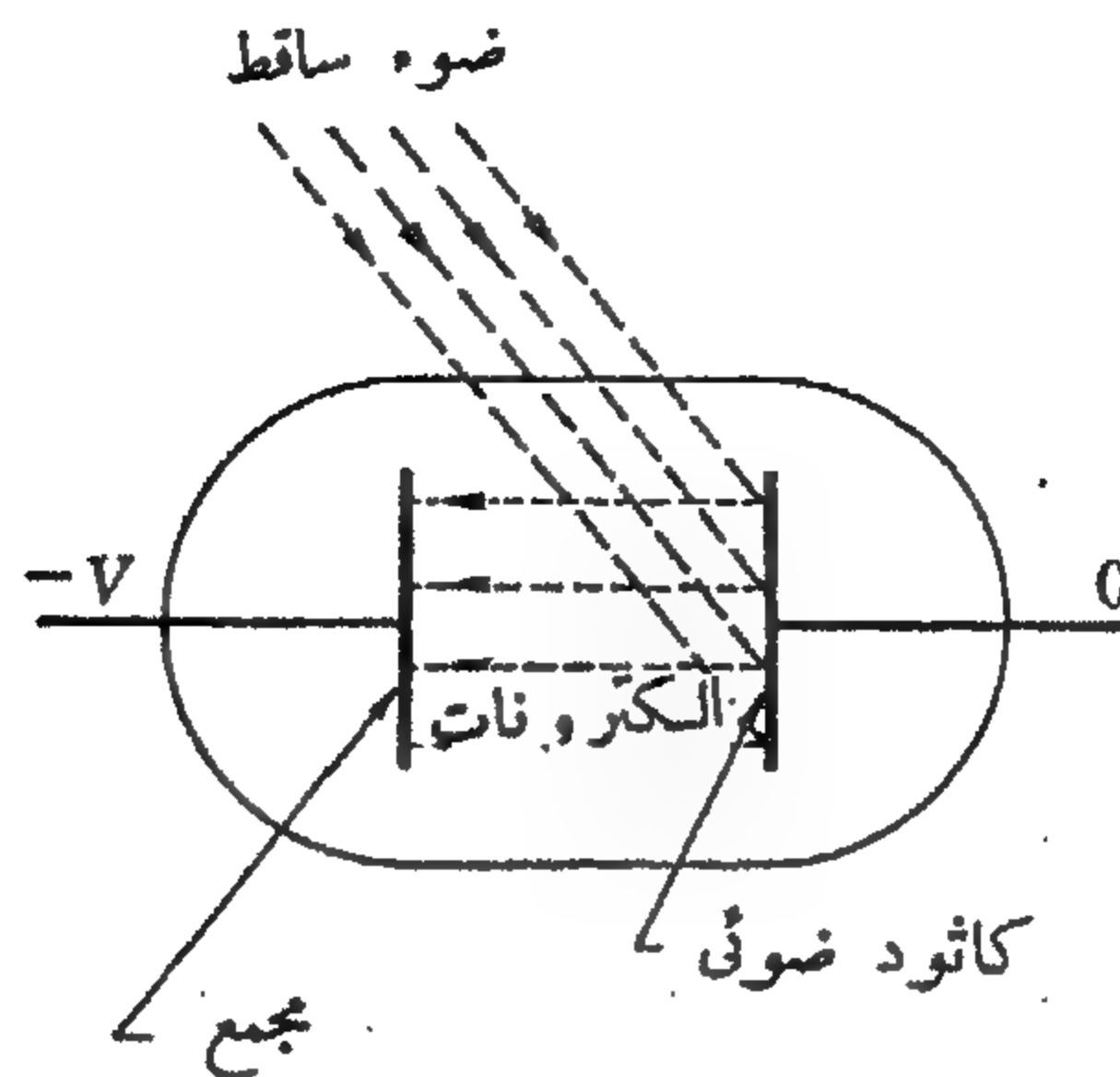
وطريقة ميليكان موضحة تخطيطياً في شكل (٤٤ أ) . حيث يسقط ضوء أحادي اللون على سطح معدن ، عادة معدن قلوي ، ليسبب انبعاث فوتو إلكترونات . ويمكن حفظ القطب المجمع لهذه الإلكترونات عند جهد اختياري V - بالنسبة للكاثود ويثبت بالقرب من السطح ذي الحساسية الضوئية ، ثم يتم قياس تيار الفوتو إلكترونات . فإذا فرضنا الآن أن كل الإلكترونات تنبعث بنفس طاقة الحركة E_{kin} ، كما هو مبين بالمعادلة (٤٢ أ) ، فن الواضح إذن أنه لا يمكن لأي من الإلكترونات أن يصل إلى القطب المجمع إذا كانت $eV > E_{kin}$. ويمكننا على هذا ملاحظة التيار كدالة في الجهد المعوق V ، فإذا كان V_0 هو الجهد الذي يتحول التيار عنده إلى الصفر فإن

$$V_0 = \left(\frac{h}{e} \right) \nu - \frac{W}{e} \quad (٤٤ أ)$$

برسم جهد القطع المعوق V_0 مع التردد ν نحصل على خط مستقيم كما هو واضح من الشكل (٤٤ ب) المأخوذ من بحث ميليكان . من ميل هذا الخط يمكن أن نعين الثابت h/e ومن تقاطعه مع محور V_0 يمكن أن نجد ثابت المادة W/e .

R. A. Millikan, "A Direct Photoelectric Determination of Planck's 'h'," *The Physical Review* 7, 255 (1916). +

هذه تجربة واضحة ومبينة على مفاهيم بسيطة ولكن لكي نحصل على نتائج دقيقة ومتوافقة يتطلب ذلك عناية فائقة .



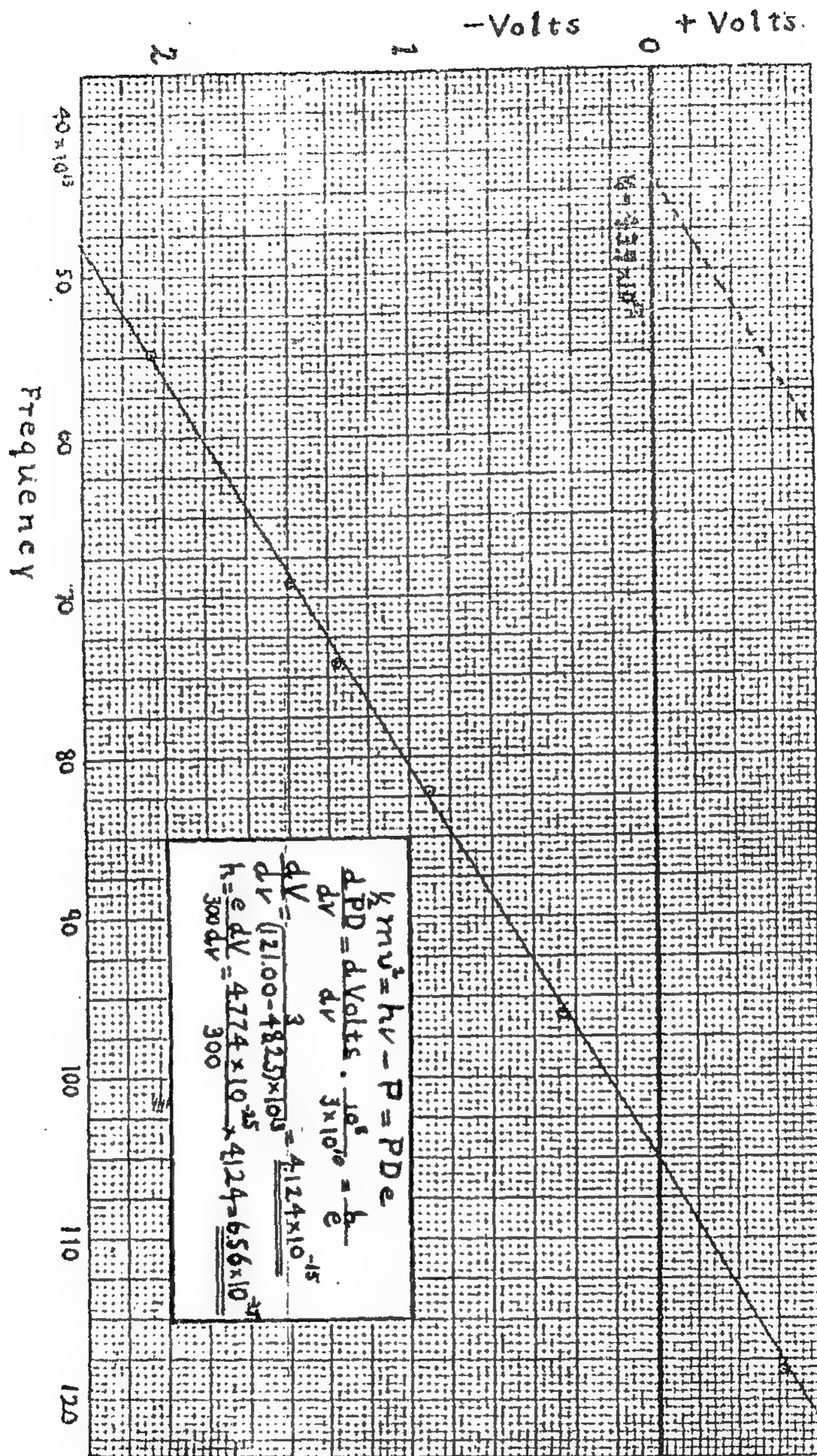
شكل ٤٤ أ شكل تخطيطي يوضح مبدأ تجربة ميليكان . تنطلق الإلكترونات بطاقة $E_{kin} = h\nu - W$ حيث W هي دالة الشغل المميزة لمادة الكاثود — عندما يسقط ضوء تردده ν على الكاثود الضوئي . تيار الإلكترونات إلى المجمع سوف يتوقف عندما يكون الجهد المعوق $V_0 = (h\nu - W)/e$. ولاحظ الجهد المعوق الخارج $V_0 = (h\nu - W)/e$ عند قيمة ν ، يعطى الثابت h/e (أنظر شكل ٤٤ ب) .

٤٥ — دعنا نتناول العلاقة (٤٤ أ) عددياً :

$$h = 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg sec} = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Joule sec}$$

و $e = 1.60 \times 10^{19} \text{ coul}$ ، فإنا نحصل على $h/e = 4.14 \times 10^{-15} \text{ volt sec}$ بالنسبة للضوء المرئي يقع الطول الموجي في المدى 4000 Å إلى 7000 Å ، حيث أن $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$. هذا يناظر مدى الترددات $(4.3 \text{ to } 7.5) \times 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ ويناظر الضوء الأزرق تردداً حوالى $7 \times 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ وفي هذه الحالة نحصل على $(h/e)\nu \sim 2.8 \text{ volts}$ وللضوء المرئي أو القريب من المنطقة فوق البنفسجية يكون الجهد المعوق من رتبة واحد فولت . وإنها لحقيقة تجريبية أن ثابت المادة W/e يكون أيضاً نمطياً من نفس الرتبة . هذا الثابت صغير بصفة خاصة للمعادن القلوية ويرجع إلى ذلك سبب استخدام هذه المعادن لصنع الكاثود الضوئي في الخلايا الضوئية المصممة للعمل في منطقة الضوء المرئي . فن الواضح أن الخلية الضوئية لن تستجيب للإشعاع عندما تكون $W > h\nu$.

+ لتخليد ذكرى العالم السويدي أ . ج . أنجستروم (A. J. Ångström) وقد يبذل الناس الناطقون باللغة الإنجليزية جهداً لينطقوا اسمه صحيحاً . فالحرف الأول "Å" ينطق مثل 0 في كلمة long ، والحرف الثاني "ö" مثل نفس الحرف في الألمانية . أو مثل الحرف eu في الكلمة الفرنسية deux .



شكل ٤٤ ب رسم بياني مأخوذ من بحث ميليكان [R. A. Millikan, *Physical Review* 7, 355 (1916)]
يوضح العلاقة الخطية بين الجهد الموق الحرج V_0 وتردد الضوء لسطح الصوديوم ذي الحساسية الضوئية .
وكما نرى ، فقد أورد ميليكان حساباته لثابت بلانك على أساس المنحنى المبين بالرسم . (بإذن من
(The Physical Review

٤٦ - الملامح الكيفية للإنبعاث الضوئي الذي اكتشف قبل عام ١٩٠٥ كانت رائدة بالتأكيد على الرغم من أنها تطلبت بصيرة أينشتين النفاذة لكن نشعر بروعة هذه الظواهر . ولو كانت النتائج الكمية لمليكان متاحة عند ذلك الوقت لشكلت بالتأكيد تحدياً أساسياً للأفكار الكلاسيكية .

إن جوهر الأمر يكن بوضوح في العلاقة الغريبة .

$$\frac{E}{\nu} = X_2 \quad (٤٦ أ)$$

حيث E هي الطاقة التي يمكن نقلها للإلكترون من شعاع ضوئي أحادي اللون ذي تردد ν وحيث X_2 هو ثابت لا يتوقف على شدة الضوء ، ومستقل عن التردد وعن المادة التي تنبعث منها الإلكترونات . (ولم يكن انبعاث الإلكترونات بطاقة حركة أصغر من E أمراً عسير الفهم في عام ١٩٠٥ أكثر مما هي عليه الآن : ودالة الشغل W تمثل ببساطة طاقة ربط الإلكترونات في المادة) . وإنه لأمر عسير لارجاء فيه أن نفهم علاقة مثل (٤٦ أ) على أساس كلاسيكي وأن نبر عن هذا الفهم بصيغة تعطي الثابت X_2 بدلالة الثوابت الأساسية في الفيزياء الكلاسيكية . فالثابت X_2 له الأبعاد الفيزيائية للفعل ومن الصحيح أن مثل هذه الكمية يمكن أن تتكون من الثوابت الأساسية مثل $(h/860) \cong (e^2/c)$. ولكننا نعرف الآن أن $X_2 = h$ ، وعلى هذا فإن الكمية (e^2/c) تكون ذات رتبة كبر خاطئة إذ هي أصغر بحوالي 1000 مرة من h وهذا لا يبدو مشجعاً . وهكذا نرى أن اعتبارات الأبعاد لا يمكن أن تؤدي بنا في الواقع إلى أي شيء إلا إذا اقترحنا ميكنة كلاسيكية يمكن أن تؤدي إلى المعادلة (٤٦ أ) . ولم يستطع أحد أن يفعل ذلك ، كما أن الحقائق المتعلقة بالتأثير الكهروضوئي تساند بقوة فكرة أينشتين بأن طاقة الإشعاع طاقة كمية + . وكما سنتعلم فيما بعد أن العلاقة (٤٦ أ) توضح مبدأ أساسياً للغاية في فيزياء الكم ، ألا وهو أن الطاقة والتردد مرتبطان عالمياً بواسطة $E = h\nu$. مثل هذه العلاقة تعتبر غريبة تماماً على الفيزياء الكلاسيكية ، والثابت الغامض $X_2 (= h)$ في (٤٦ أ) هو إجلاء لأسرار الطبيعة ولم يشك في صحته أحد .

مسألة الاستقرار وحجوم الذرات

٤٧ - دعنا الآن نلتفت إلى الثالثة من مسائلنا ، ألا وهي مسألة الاستقرار وحجوم الذرات ، ودعنا على وجه الخصوص نعالج الجزء الأخير منها . يمكننا أن نعرف « الحجم » لذرة ما على أنه المسافة الخطية المتكررة بين الذرات المتجاورة في بلورة أو سائل . ومعروف بالتجربة أن هذا الحجم من رتبة $1\text{\AA} = 10^{-8}\text{cm}$. وقد كبر هذه المسافة مرتبط بقدر كبر عدد أفوجادرو على النحو التالي . كتلة واحد سنتيمتر مكعب من أي سائل أو جامد هي على التقريب واحد جرام . ويحتوي واحد جرام من أي مادة تقريباً على N_0 ذرة . وعلى هذا فالبعد بين الذرات المتجاورة في الجامد أو السائل يجب أن تكون من القدر $1\text{\AA} \sim (1/N_0)^{1/3}\text{cm}$ والقياس الدقيق للفراغات أو المسافات البينية في البلورة يؤدي كما ذكرنا سابقاً إلى تحديد قيمة عدد أفوجادرو .

+ يمكن التنويه هنا بأن أينشتين لم يستخدم في بحثه مصطلح الفوتون كوحدة كم كهرومغناطيسية ؛ هذا المصطلح قد أدخل في فترة متأخرة جداً .

المسألة الآن هي ما إذا كان باستطاعتنا أن نجد تفسيراً لحجم الذرة من خلال هيكل الفيزياء الكلاسيكية :
 ما إذا كان باستطاعتنا حساب « نصف قطر » ذرة بمعلومية ثوابت الفيزياء الكلاسيكية .

٤٨ - بعد تحليل رذرفورد (Rutherford) الشهير + عام ١٩١٠ لتجارب هـ . جيجر وأ . مارزدن (H. Geiger and E. Marsden) المتعلقة بتشتت جسيمات ألفا برزت صورة معينة للذرة بدا منها أن الذرة تتكون من نواة مركزية صغيرة جداً محاطة بالإلكترونات أو أكثر . وكانت هناك أسباب قوية تدعو للإعتقاد بأن كلا من النواة والإلكترونات صغير جداً عند مقارنته بحجم الذرة ، ولنقل ، أصغر من 10^{-11} cm على الأقل . بالإضافة إلى ذلك فإن معظم كتلة الذرة على ما يبدو مركزة في النواة .

تحت هذه الظروف كان من الطبيعي جداً أن نحاول خلق أنموذج للذرة يحاكي أنموذج النظام الشمسي ، على أن تلعب النواة دور الشمس ، وتلعب الإلكترونات دور الكواكب . وقد تتحرك الجسيمات تحت تأثير تفاعلاتها الكهرستاتيكية المتبادلة وبذا تتكون معظم الذرة من « فضاء شاغر » ، ويتحدد حجم الذرة بنصف قطر المدار الأقصى للإلكترون .

دعنا نتقبل مؤقتاً هذا الأنموذج كأساس للمناقشة ، ودعنا أيضاً نفترض مبدئياً أن سرعات الجسيمات تكون صغيرة بدرجة تسمح بإجراء المناقشة في حدود الميكانيكا اللانسبية . ينبغي الآن أن نجب على السؤال : ماذا يحدد حجم المدار الخارجى للإلكترون ؟ فنحن نلاحظ أن سرعة الضوء لا مكان لها في هذا الأنموذج ، ولكننا لا نستطيع أن نكون كية لها الأبعاد الفيزيائية للطول من الثوابت الكلاسيكية الأساسية الباقية e ، m و M_H وقد نشك بأن مسألتنا غير قابلة للحل من خلال الميكانيكا الكلاسيكية . لكنى نرى هذا بوضوح يمكننا أن نحاور على النحو التالى :

٤٩ - افترض أن ذرة تحتوى على Z من الإلكترونات ، كل منها شحنته $-e$ ، ونواة شحنتها $+Ze$. وبدون فقد للعمومية يمكن أن نفترض أن هذه الجسيمات تتحرك بحيث يبقى مركز كتلة النظام ساكناً . كل جسيم يتحرك عندئذ في مسار ما يتحدد بالدالة $r_k(t)$ التى تحدد موضع الجسم k كدالة من الزمن t . (وليكن مركز كتلة النظام عند نقطة الأصل) .

الدوال $(k = 1, 2, \dots, Z+1)$ ، مأخوذة مما تمثل أحد حلول معادلات الحركة للنظام . من هذا الحل الواحد يمكننا أن نكون مجموعة كاملة من الحلول الجديدة بواسطة قدريرج بسيط كما يلى . إذا كانت q ثابتاً لا يساوى الصفر فإن الدوال $r_k'(t)$ المعرفة بواسطة

$$r_k'(t) = q^2 r_k(t/q^3) \quad (٤٩ أ)$$

† E. Rutherford, "The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom," *Philosophical Magazine* 21, 669 (1911). See also Berkeley Physics Course, Vol. I, *Mechanics*, Chap. 15, and PSSC, *Physics*, Chap. 32.



ولد أرنست رذرفورد (Ernest Rutherford) عام ١٨٧١ بالقرب من نيلسون - نيوزيلندا وتوفي عام ١٩٣٧ . بعد أن شغل رذرفورد منصب الأستاذية في جامعة ماكجيل بمونتريال بكندا ، قبل الانتقال إلى جامعة مانشستر عام ١٩٠٧ . وفي عام ١٩١٩ خلف ج . ج . طومسون في كرسي كافندش بجامعة كمبردج . وقد تسلم جائزة نوبل في عام ١٩٠٨ (في الكيمياء) .

وقد قدم رذرفورد أعمالاً رائدة ذات أهمية فائقة في مجالي النشاط الإشعاعي والفيزياء النووية . ويتميز شغله بمهارة غير عادية وإبداع ، وتحليله للمقائيق التجريبية يكشف عن نظرة فيزيائية ثاقبة وعميقة . (صورة بالأذن من (Professor L. B. Loeb, Berkeley) .

تحقق أيضاً معادلات الحركة . وبتمثيل آخر : تصف الدالة $\mathbf{r}_k'(t)$ -مسار الجسم k في الحالة الجديدة لحركة النظام . ويمكننا أن نرى هذا بسهولة كما يأتي . فالقوة \mathbf{F}_{ij} التي يؤثر بها الجسم j على الجسم i تعطى بالعلاقة

$$\mathbf{F}_{ij} = Q_i Q_j \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} \quad (٤٩ ب)$$

حيث Q_i هي شحنة الجسم i و Q_j هي شحنة الجسم j . ويمكن الحصول على الحل الجديد من الحل القديم وذلك بضرب كل المسافات بالمعامل q^2 الذى يعنى أن القوى في حالة الحركة الجديدة يتم الحصول عليها من القوى في حالة الحركة القديمة بضربها في المعامل q^{-4} . ويعنى هذا أن كل العجلات يجب أن تقلل قيمتها بنفس المعامل القياسى q^{-4} . وبما أن المسافات الخطية قد خفضت بالمعامل q^2 فإننا نستخلص أن كل السرعات يجب أن تنخفض بالمعامل q^{-1} ، وكل الأزمنة يجب أن تنخفض بالمعامل q^3 . هذا بالضبط ما تدبر عنه المعادلة (٤٩ أ) ، وعلى هذا تعرف هذه المعادلة الحل الجديد كما سبق ذكره .

دعنا نلاحظ بالإضافة إلى ذلك أن كل كيات التحرك الزاوى قد خفضت بالمعامل q ، وأن كل طاقات الحركة والوضع وبالتالي الطاقة الكلية خفضت بالمعامل q^{-2} .

وحقيقة أننا نستطيع الحصول على حل جديد من الحل المعطى بواسطة عملية اختزال من النوع السابق الذى وصفناه في الواقع امتداد لقانون كبلر (Kepler) الثالث . فعند تطبيقه على الحالة الخاصة بالإلكترون واحد يتحرك حول نواة ثابتة فإن طريقتنا تدلنا على أن النسبة بين مربعات الأزمنة الدورية لكل مدارين ، لهما شكل القطع الناقص ، ولهما نفس الاختلاف المركزى ، تتناسب مع مكعبات أنصاف المحاور الكبرى .

بما أننا نستطيع أن نعطى أى قيمة نريد لـ q فنحن في الواقع نحصل على مجموعة كاملة من الحلول ، وليس هنالك سبب لتفضيل أى منها على الآخر ، وبتميز آخر لا يوجد بداً يدلنا على سبب وجوب تفضيل « حجم » خاص للذرة . بالطبع يمكن للمرء أن يقول أن الحجم الحقيقى للذرة يمكن تعيينه « بالصدفة » ولكن مثل هذه الحجة واهية للغاية . كيف يكون ممكناً أن هذه « الصدفة » تقودنا دائماً إلى نفس حجم المدار لنوع معين من الذرات ؟ ولماذا لا نحصل على توزيع متصل في الحجم لذرة الهيدروجين مثلاً ؟

٥٠ - بسبب هذه المعضلة فقد نشك فيما إذا كنا محقين في محاولة مناقشة المسألة خارج نطاق النسبية . لأنه من الممكن بالفعل أن نكون تعبيراً له أبعاد الطول من الثوابت الكلاسيكية إذا أخذنا في الاعتبار سرعة الضوء ، فعلى وجه التحديد

$$\frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (٥٠ أ)$$

وهذه القيمة هي أساساً القيمة « الكلاسيكية لنصف قطر الإلكترون » التى ناقشناها في بند ١٨ . وعلى هذا نتوقع أنه إذا كانت النسبية تلعب حقيقة دوراً هاماً ، أى ، إذا كانت الإلكترونات تتحرك بسرعة مقاربة لسرعة الضوء فإن حجم الذرة يمكن أن يكون أحد مضاعفات الطول e^2/mc^2 . هذا الطول على أى حال أصغر بكثير من 10^4 مرة ولا يبدو محتملاً أن هذا النوع من المعالجة سيؤدى بنا إلى أى شئ . حقيقة أن طريقة الاختزال البسيطة المذكورة في البند السابق لا تطبق هكذا في النموذج النسبى ، ولكننا لم نجد بعد المبدأ الذى يدلنا على سبب وجود بعض مدارات فقط تناظر تلك الحجم المشاهدة للذرات .

٥١ - يمكننا اعتبار هذه المعضلة مثل « سر الثابت المفقود » . هب أن لدينا جرأة لافتراض أن السر الحالى له صلة « بأسرار الثوابت المفقودة » وأن ثابت بلانك يجب عليه أن يلعب دوراً في وصف التركيب الذرى .

هذا الثابت له أبعاد كمية التحرك الزاوى ، ويمكننا أن نحاول استخدام الفرض بأنه يوجد فقط بعض حلول لمعادلات الحركة تتحقق في الطبيعة ، وتلك الحلول هي التي تكون فيها كمية التحرك الزاوى الكمية للذرة مساوية لمضاعفات محددة للثابت h . إذا قبلنا هذا المبدأ فيجب أن نتخلى عن فكرة الإختزال لأنه تبعاً للتحويلات الموصوفة بالمعادلة (٤٩ أ) سوف تختزل الحركة الزاوية بالمعامل q ، وهذا غير مسموح به الآن . وهذا يعنى أن هناك حلولاً مفضلة ، وعلى هذا فإن لدينا الآن مبدأ يمكن اتباعه لتحديد حجم الذرة .

في عام ١٩١٣ قدم نيلز بوهر (Niels Bohr) نظرية عن ذرة الهيدروجين بناء على هذه الأفكار + . وفي أبسط صور هذه النظرية يتحرك الإلكترون في مدار دائرى نصف قطره a_0 حول بروتون . ويتحدد المدار بواسطة معادلة الحركة .

$$m\left(\frac{v^2}{a_0}\right) = \frac{e^2}{a_0^2} \quad (٥١ أ)$$

بالإضافة إلى الشروط الكمية لبوهر ،

$$J = mva_0 = \frac{h}{2\pi} \quad (٥١ ب)$$

حيث v هي سرعة الإلكترون و J هي كمية التحرك الزاوى ، والشرط الكمي ينص على أن كمية التحرك الزاوى تساوى $h/2\pi$. فإذا حذفنا v من المعادلات السابقة نحصل على

$$a_0 = \frac{h^2}{(2\pi)^2 me^2} = 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm} \quad (٥١ ج)$$

وهي من رتبة العظم المطلوبة . أضف إلى ذلك أن مسألة حجم الذرة وثيقة الصلة بمسألة طاقات الربط الذرية ، فبمجرد معرفة حجم الذرة يمكننا أيضاً تقدير الشغل اللازم لتفصيلها إلى مكوناتها الأولية .

٥٢ - كما يعرف القارئ بلا شك ، أن بوهر استطاع الذهاب إلى أبعد من ذلك ، فقد استطاع بالفعل أن يقدم شرحاً كياً لطيف ذرة الهيدروجين ، وكان هذا بمثابة نجاح مذهل للأفكار الجديدة . فشرطه الذرى كان بالتأكيد غريباً على الفيزياء الكلاسيكية ، بالإضافة لهذا فقد اضطر بوهر أن يفترض أن حركة الإلكترون في الحالة الأرضية لذرة الهيدروجين لا تؤدي إلى انبعاث إشعاع كهرومغناطيسى ، وإلا فانه بناء على النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية فإن الإلكترون سوف يدور لولبيا حول النواة متجهاً نحوها ليصلها في فترة زمنية قصيرة (في حدود 10^{-9} sec) .

هذه النظرية الكوانتية للذرات يجب ألا تؤخذ بجديّة ؛ فهي في الحقيقة خاطئة تماماً . وكونها تعمل بمقدارة في الحالة الخاصة لذرة الهيدروجين ليس إلا ضرباً من حسن الحظ (أو سوء الحظ) . حسن الحظ ،

+ N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules," *Philosophical Magazine* 26, 1 (1913).

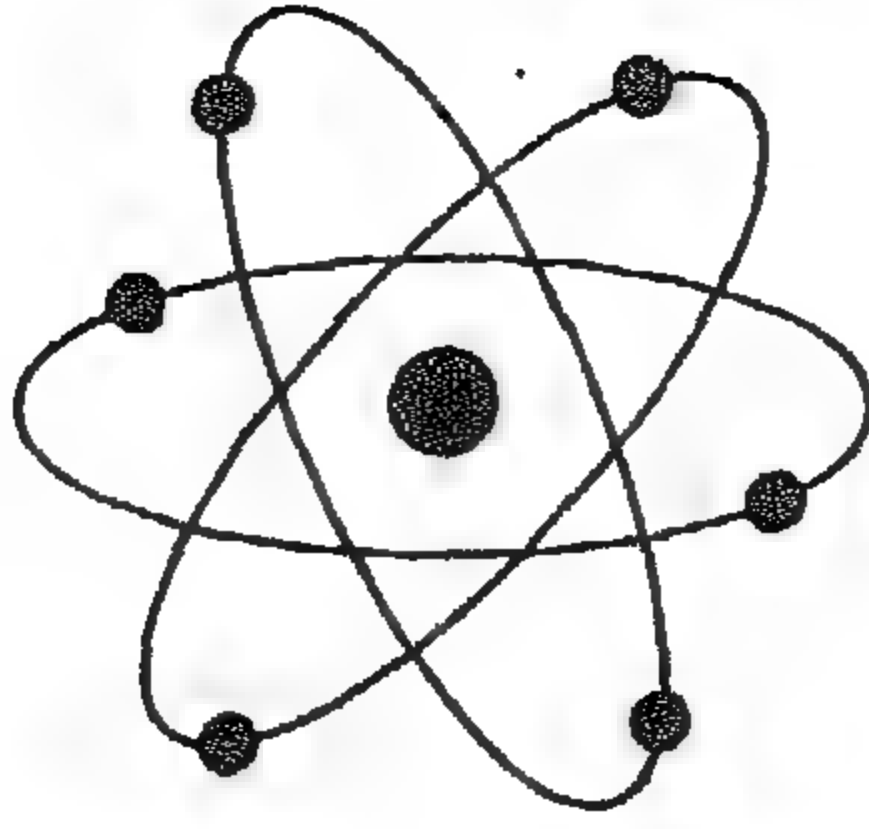
لأنها شجعت بوهر وآخرين لمحاولة خلق نظرية كمية للذرة . وسوء الحظ ، إذا أدت بأي شخص إلى الاعتقاد بأن الذرات تشبه أنظمة الكواكب من جميع النواحي . وبوهر نفسه لم ينخدع بها : فقد اعتبر نظريته مجرد خطوة وسطية في طريق البحث عن نظرية أكثر رسوخاً كالموجودة حالياً .



نيلز هينريك دافيد بوهر (Niels Henrik David Bohr) ولد عام ١٨٨٥ في كوبنهاجن بالدانمارك ، وتوفي عام ١٩٦٢ . بعد أن درس بوهر في جامعة كوبنهاجن توجه إلى كبريدج ، وبعد شهر قليلة إلى مانشستر ليعمل مع رذرفورد . في عام ١٩١٣ نشر بحثه الشهير في التركيب الذري . في عام ١٩١٦ أصبح بوهر أستاذا للطبيعة النظرية في جامعة كوبنهاجن . وأصبح مبعده للفيزياء النظرية (المؤسس عام ١٩٢١) مركزاً دولياً حيث ممضى به معظم فيزيائيو العالم النوابع بعض الوقت كزائرين . وقد منح بوهر جائزة نوبل عام ١٩٢٢ .

بعد شغله الرائد عن ذرة الهيدروجين ، قدم بوهر مساهمات هامة وبارزة لتطوير الفيزياء الذرية وفيما بعد أيضاً لتطوير الفيزياء النووية . من خلال أبحاثه واتصالاته الشخصية مع فيزيائيين آخرين كان تأثيره كنصير لأفكار جديدة ذا حيوية كبيرة .

(صورة بالإذن من Professor L. B. Loeb, Berkeley) .



شكل ٥٢ أ رمز العصر الذري الذي ليس له علاقة من قريب أو بعيد بالتركيب الذري . أشكال لما هذا المظهر العام منتشرة كشعارات للشركات والوكالات الحكومية ولتنظيمات أخرى لما علاقة ما « بالذرات » ، وقد يشاهد في بعض الأحيان أشكالاً وهمية في الإعلانات حيث يشار فيها إلى السرعة الهائلة للإلكترونات بسحب بخارية (على ما يبدو سحب بخار الأثير) ؟ وليس هناك ضرر طالما هو مفهوم أن هذه فقط مجرد رموز ، ولكن هناك دائماً الخطر في أن بعض الناس قد يضلل فيعتقد أن الذرات تبدو هكذا في الواقع .

٥٣ - المسائل الثلاث التي تدبرناها يمكن اعتبارها كثلاثة أوجه لاكتشاف ثابت بلانك فإذا فكرنا بوجه خاص حول المسألة الأخيرة فإننا نرى أن إضافة هذا الثابت إلى قائمة الثوابت الأساسية للطبيعة سوف تترتب عليه نتائج بعيدة المدى . إذ لدينا الآن الأمل في فهم ليس فقط حجوم وطاقات الربط للذرات ولكن أيضاً للجزيئات ويبدو أن الطريق أصبح مفتوحاً أمام نظرية كمية للمادة في مجملها .

ينبغي التأكيد على أن السمة الأساسية للمسائل الثلاث هي ، بالطبع ، أن حل الصعوبات استلزم تجاوزاً عن القوانين الكلاسيكية للفيزياء . وعلى هذا فإن مناقشة هذه المسائل قد أدت إلى شيء أكبر بكثير من اكتشاف ثابت جديد ، بل إلى اكتشاف قوانين جديدة للفيزياء .

وقد كان تطور الفيزياء بعد هذه الاكتشافات الإبتدائية سريعاً للغاية ، وكان واضحاً أن مفتاح الحل لشرح كثير من ظواهر الفيزياء المجهرية قد أصبح بين أيدينا . وقد توج العمل النظري بنشر نظريتين رياضيتين متوافقتين للفيزياء الكمية ، هما الميكانيكا المصفوفية التي ابتكرها فيرنر هايزنبرج (Werner Heisenberg) عام ١٩٢٥ والميكانيكا الموجية التي ابتكرها إروين شرودنجر (Erwin Schrodinger) عام ١٩٢٦ . هاتان النظريتان متكافئتان تماماً كما ثبت فيما بعد ، وهما مجرد صيغتين مختلفتين لما نسميه اليوم ميكانيكا الكم ، وهي النظرية الأساسية المقبولة اليوم والتي تقوم عليها دراسة الفيزياء المجهرية .

٥٤ - وقد يرغب القارئ في أن يثير بعض الأسئلة . هل نحن متأكدون أن الميكانيكا الكمية هي الحقيقة النهائية ؟ ماذا تبقى إذن في الفيزياء حتى يكتشف ؟

والمؤلف سعيد لاستطاعته أن يطمئن القارئ فيما يتعلق بمثل هذه الأسئلة فليس باستطاعتنا أن نعرف ما إذا كانت أى نظرية تعتبر « حقيقة نهائية ». ولا نعرف أبداً « ما الذى تبقى لكى يكتشف » ، فى الغالب هناك الكثير ؛ لأننا كما ذكرنا من قبل لا نملك بالتأكيد نظرية شاملة لكل الظواهر الموجودة فى الطبيعة . لقد تعلمنا الكثير ، ولكن هناك الأكثر علينا أن نتعلمه . هذا أحد الأسباب التى تجعل علم الفيزياء ممتماً و مثوقاً . وليس هناك ما يدعو القارئ لكى يخشى عدم إمكانه إنجاز اكتشافات فى الفيزياء لأنه ولد متأخراً .

دعنا نحاول الإجابة عن هذه الأسئلة بدقة أكثر قليلاً . المبادئ العامة لميكانيكا الكم هى « حقيقة » بمعنى أنه لا يوجد دليل تجزيى ضدها ، ولكن هناك دلائل لا حصر لها تشير إلى أنها يمكن أن تستخدم لعمل تنبؤات ناجحة .

الدليل المفضل على حقيقة ميكانيكا الكم والأكثر إقناعاً يقع فى مجال الكهرديناميكا الكمية ، التى تعتبر النظرية الأساسية للذرات ، الجزيئات والإشعاع الكهرمغناطيسى والمادة ككل كما نعرفها على أرضنا . فسما ذكرنا من قبل لم يكن هناك أبداً نظرية كلاسيكية أساسية للفيزياء فى هذا الصدد ، والآن لدينا نظرية ناجحة إلى أبعد الحدود . هذا يعنى فى اعتقادنا أننا نعرف الآن الحقائق الأساسية التى فى حدودها يمكننا أن نشرح - على سبيل المثال - ظاهرة مثل التوصيلية الفائقة الكهرية والمائمية الفائقة . إلا أنه للآن لم يستطع أحد أن يفسر بحقى هاتين الظاهرتين بطريقة كمية مستوحاة من المبادئ الأولية . فعرفة المبادئ الأساسية شئ ولكن شرح الظواهر المعقدة التى تحتوى على عدد كبير من الجسيمات شئ آخر مختلف تماماً . ولأننا نستطيع أن نشرح سلوك الأنظمة البسيطة التى تتكون من عدد صغير نسبياً من الجسيمات (مثل الذرات المنفردة والجزيئات البسيطة) ، فنحن نعتقد فى المبادئ الأساسية . ولكننا لسنا متطورين إلى حد كبير رياضياً ، لذا نجد صعوبة بالغة فى عمل تنبؤات كمية أو حسابية كلما زادت الحالة تعقيداً ، على الرغم من قدرتنا على تكوين مفهوم شمل عن الظواهر . فن السلامة أن تتنبأ بأنه سيكون هناك دائماً مشاكل صعبة فى الفيزياء من وجهة النظر هذه ، وسيكون هناك دائماً مكان للأفكار اللامعة للتغلب على هذه الصعوبات . فن الممكن أن نعتبر الكهرديناميكا الكمية موضوع « مغلق » من وجهة النظر الأساسية ، ولكنها قطعاً ليست مغلقة بمعنى أن كل الإحتمالات المترتبة عليها قد استخلصت من النظرية .

٥٥ - من وجهة نظر الفيزياء عند انقلاب القرن أن الذرات « المستقرة اللامنقسمة » كانت بمثابة الجسيمات الدقيقة للعالم . واليوم فقدت الذرات هذه المكانة المتميزة ، إذ أمكن شرحها بدلالة أشياء أكثر أولية من خلال نظرية الكهرديناميكا الكمية . وكذلك نفس الشئ - على نحو ما - بالنسبة للأنوية . فى هذه الحالة الأخيرة لا نستطيع أن نوضح خواص الأنوية تماماً من المبادئ الأولية ، ولكننا على الرغم من هذا نجزم بأنه من الأفضل أن نعتبر الأنوية أنظمة مركبة ومكونة بالضرورة من بروتونات ونيوترونات .

بعد أن اتضح طبيعة تركيب الذرات والأنوية ، أخذ عدد الجسيمات الأولية المتعرف عليها فى الإنخفاض الحاد . ولكن سرعان ما أخذ هذا العدد فى الازدياد المطرد إلى أن وصل الآن إلى حوالى نفس العدد الذى

كان عليه عند نهاية القرن الماضي . إلكترونات ، ميونات ، نيوتريونات ، بروتونات ، نيوترونات ، هيدرونات ، بيونات ، كاوونات ومكونات غيرها كثيرة احتلت مكان الذرات . ولقد أوضحنا بالفعل معنى تسمية هذه الجسيمات الأولية .

في الوقت الحاضر لا توجد نظرية أساسية للجسيمات الأولية . أما شكل نظريات المستقبل المحتملة فما زال في حيز التخمين والمجال مفتوح على مصراعيه لكل الأفكار المتألقة .

مراجع لدراسة إضافية

١ - سوف يفترض في هذا الكتاب أن القارئ لم إلى حد ما بمعظم الحقائق الأساسية للفيزياء الكمية من مستوى تلك الموضوعات التي تناقش في كتب فيزياء المرحلة الثانوية ، مثل الفيزياء ، بواسطة the Physical Science Study Committee (D. C. Heath and Company, Boston, 1960). (Part IV, in particular.)

في الحالات التي لا يتوافر فيها الفرض السابق بخصوص مستوى القارئ تلزم بعض قراءات إضافية ، وأي مكتبة سوف تحتوى على قوائم لكتب مبسطة في « الفيزياء الذرية » ، بعضها رديء وبعضها جيد ، أى من هذه الكتب يخدم الفرض المطلوب بعض تمحيص ما جاء به . ويمكن للمقالات الواردة في المجلات مثل *Scientific American* أن تكون مفيدة للغاية ، ونوصي بها بشدة . فقراءة مثل هذه المقالات سوف يشجع رغبة القارئ ويقوده إلى دراسات وقراءات يقوم بها بنفسه . وعندما يسمح مستوى التحصيل للقارئ فعليه أن يحاول قراءة البحوث الأساسية ، إلا أن الموضوعات ذات التقنية العالية أو العروض الرياضية المعقدة فيستحسن تحاشيها في هذه المرحلة .

٢ - قد يهم القارئ قراءة أجزاء مختارة من بعض كتب الفيزياء الكمية التي تشمل تفاصيل عن التجارب أكثر اكتمالا مما جاء في هذا الكتاب ، ومن الكثير من أمثال هذه الكتب نذكر الآتي :

a) E. Grimsehl and R. Tomaschek : *A Textbook of Physics*, vol. V, *Physics of the Atom* (Blac ie and Son Limited, London, 1945).

b) G. P. Harnwell and J. J. Livingood : *Experimental Atomic Physics* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1933).

٣ - الكتب التالية هي عرض تاريخي لتطور الفيزياء الحديثة :

a) M. Jammer : *The Conceptual Development of Quantum Mechanics* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1966).

عمل رائع وإن كان يتطلب إلماماً كبيراً بميكانيكا الكم حتى نقدره حق قدره وبداية هذا الكتاب التي تعالج التاريخ المبكر تتطلب قراءتها خلفية متواضعة . أما المراجع الكثيرة - المصنفة باتقان - للأبحاث الأساسية فهي إحدى الملامح القيمة للكتاب .

b) E. Whittaker : *A History of the Theories of Aether and Electricity*, vols. I and II (Harper Torchbooks, Harper and Brothers, New York 1960).

الجزء الثاني يناقش تطور ميكانيكا الكم . هذه الكتب (وايضاً كتاب Jammer) تناقش أيضاً الدلائل المزيقة البراقة : أى تلك النظريات التى أخذت مرة مآخذ الجدل ولكنها الآن فى طى النسيان .

٤ - (أ) تحليل غاية فى الأهمية والنفاذية لتطور ميكانيكا الكم وكذلك النسبية بقلم ألبرت أينشتاين (باللغة الألمانية مع ترجمة إلى اللغة الإنجليزية) فى شكل ترجمة ذاتية منشور فى :

Albert Einstein, Philosopher-Scientist, vol. I, edited by P. A. Schilpp (Harper Torchbooks, Harper and Brothers, New York, 1959).

(ب) تقرير بلانك نفسه عن تطور أفكاره معروض فى :

M. Planck : A Survey of Physical Theory (Dover Publications, New York, 1960).

٥ - فى فهرس هذا الكتاب توجد مراجع لبعض البحوث الأساسية الهامة . القارئ مضطر إلى حد كبير أن يلتقى عليها نظرة على الأقل : بعض هذه البحوث يمكن قراءتها بدون صعوبة بالغة . مجموعات من هذه وبحوث أخرى قد نشرت تباعاً ، ونحن نذكر مصدرين لهذا النوع .

(أ) *Great Experiments in Physics, edited by M. H. Shamos (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1962).* (Translated and abbreviated versions, with editorial comments.)

(ب) *The World of the Atom, edited by H. A. Boorse and L. Motz, vols. I and II (Basic Books, Inc., New York, 1966).*

وهذه تمثل مجموعة مكتملة تماماً مع تعليقات للمحرر تعطى خلفية تاريخية ومعلومات تختص بالسير . ونوصى بشدة بقراءة انتقائية لهذه الكتب .

٦ - كثير من الإكتشافات العلمية والأفكار النظرية التى نوقشت فى هذا الجزء قد نالت فى حينها جوائز نوبل ، وكل فائز بهذه الجائزة مطالب بأن يعطى محاضرة عامة فى استكهولم عن شغله . خلاصات من هذه المحاضرات مع وصف سريع للعمل الفائز بجائزة نوبل يمكن إيجاده فى

N. H. de V. Heathcote : Nobel Prize Winners in Physics 1901 - 1950 (Henry Schuman, New York, 1953).

مسائل

١ - (أ) أولاً إدرس ومن ثم صف بإيجاز شديد أحد أسباب وأنواع القياسات التى أدت إلى تخصيص قيم محددة للأوزان الذرية والجزيئية .

(ب) فى عام ١٨١٥ اقترح وليام بروت (William Prout) أن كل العناصر قد تكون عبارة عن تجمعات من الهيدروجين الذى قد يكون على هذه المادة الأساسية التى يصنع منها كل شئ آخر . ما الذى دعاه إلى مثل هذا الغرض ؟ ولماذا رفض اقتراحه خلال القرن التاسع عشر .

٢ - كثير من الذرات (أو بالأحرى الأنوية) تنحل تلقائياً ، عادة خلال انبعاث إما إلكترون أو جسيم ألفا الذي هو نفسه نواة الهليوم . هذه هي ظاهرة النشاط الإشعاعي التي اكتشفت أولاً بواسطة هنري بيكيريل (Henri Becquerel) عام ١٨٩٦ .

[H. Becquerel, «Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents», *Comptes Rendus* 122, 501 (1896).]

معدل الانحلال يكون محكوماً بقانون إحصائي . الذي يتنبأ بأن من كل N_0 ذرة موجودة أصلاً سيبقى منها على قيد الحياة $N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$ عند الزمن t . الثابت λ الذي يصف معدل الانحلال مميز للذرة (النواة) . والزمن T اللازم لكي يتحل نصف عدد الذرات الموجودة أصلاً يعرف بنصف العمر ، وبوضوح نحصل على $T = (1/\lambda) \ln 2$.

(أ) بين أن قانون الانحلال السابق ينتج إذا افترضنا أن كل ذرة تنحل مستقلة عن الذرات الأخرى ، وأيضاً بفرض أن الاحتمال أن إحدى الذرات التي بقيت على قيد الحياة حتى الزمن t سوف تنحل خلال الفترة الزمنية $(t, t + \Delta t)$ لا يتوقف على t .

(ب) عند انحلال ذرات الراديوم ينبعث جسيم ألفا ، إذا ارتطم هذا الجسيم بشاشة من كبريتيد الزنك فان وميضاً ضوئياً (يسمى وميضان) سوف يعلم نقطة الارتطام وعلى هذا فن الممكن أن نعد مباشرة عدد جسيمات ألفا المنبعثة في الثانية من جرام واحد من الراديوم ، وهذا العدد قد عيّن بواسطة هس ولوسن (Hess and Lawson) كـ 3.72×10^{10} . الوزن الذري للراديوم هو 226 ، استخدم هذه البيانات لتجاء نصف العمر للراديوم . (لقد استخدمت قياسات بواسطة مواد مشعة لتعطي تقديرات مستقلة لعدد أفوجادرو . في المسألة أعلاه انعكست الطريقة ونحن بالتالي نعين نصف العمر للراديوم .

٣ - الأجزاء المتحركة في ساعة المعصم تكون « صغيرة » إلى حد ما ، بعمل تقديرات معقولة لتقييم البارامترات الفيزيائية التي تميز ساعة المعصم « النملية » ، بين ، مع ذلك ، على أساس القاعدة العامة المعطاة في بند ٢٠ أن ميكانيكا الكم ليست ذات أهمية على الإطلاق لفن صناعة الساعات .

٤ - بنفس روح المسألة السابقة ، إدرس دائرة ثابت المجموع الكهربائي ، المكونة من مكثف ذي سعة 100 pF ($100 \mu\mu\text{F}$) ومحث قيمته 0.1 mH . افترض أن الدائرة تتذبذب بحيث أن القيمة العظمى للجهد عبر المكثف هي 1 mV ، حاول أن تجد كمية فيزيائية « طبيعية » لها وحدات الفعل الفيزيائية واحسب هذه الكمية بوحدات ثابت بلانك h .

٥ - هوائي البث الإذاعي يبعث إشعاع (موجات راديو) عند التردد 1 Mc/sec وبمعدل 1 kW ، ماذا يكون عدد الفوتونات المناظرة المنبعثة في الثانية ؟ حجم هذا العدد يشرح لماذا تكون الطبيعة الكمية للإشعاع الكهربائي غير ظاهرة مباشرة عندما ندرس الإشعاع من الهوائيات .

هذا المثال ومثالي المسألتين ٣ ، ٤ تكون سقيمة بمعنى أن الأعداد وثيقة الصلة بالموضوع تكون سقيمة . ونحن سوف لا نحاول أن نطبق ميكانيكا الكم على المسائل العيانية الواضحة في بقية هذا الكتاب . قد يكون مع ذلك نوع الشكيف أو التثوير أن نكون قد حولنا مسائل لما هذا الطابع مرة - إذا أردنا فقط أن نتعلم درساً على سخافتها .

٦ - لرى أن العبارة بأن الإشعاع الكهرمغناطيسى يأتى فى طرود كل طرد ذو طاقة $E = h\nu$ ، حيث ν هو التردد ، لا تخالف الإدراك السليم (أى لا تخالف خبرتك فى الظواهر العيانية) ، إحسب عدد الفوتونات المنبعثة فى الثانية بواسطة مصدر ضوئى ذى شدة 1 candela ، ولنقرض بهدف التيسير أن الضوء المنبعث يكون ذا لون أصفر طوله الموجى 5600 \AA (Angström units) . والمصدر ذو الشدة 1 candela يبعث طاقة ضوئية بمعدل 0.01 watt .

إفترض أن المشاهد ينظر إلى مصدر ضوء موحد الخواص ذى شدة 1 candela على بعد 100 meters إحسب عدد الفوتونات الداخلة فى إحدى عينيه فى الثانية ، بفرض أن مدخل إنسان العين له قطر 4 mm لأن عدد الفوتونات يكون كبيراً للدرجة التى يكون هو عليها فإننا لا نلاحظ أى « وميض » بالرغم من أن الفيض الضوئى المستقبل بالعين يكون صغيراً بالمقاييس العيانية .

٧ - نحن جميعاً نعلم أن النجوم « تتلألأ » . لرى ما إذ قد يكون هذا إثباتاً للطبيعة الكمية للضوء ، قدر عدد الفوتونات الداخلة إلى عين مشاهد عندما ينظر إلى نجم له أول قيمة إبصار ظاهرية . مثل هذا النجم ينتج فيضاً عند سطح الأرض حوالى $10^{-6} \text{ lumen / meter}^2$. واحد ليومن (one lumen) ، عند الطول الموجى للرؤية العظمى الذى هو حوالى 5560 \AA ، يناظر 0.0016 watt . النجم ذو أول قيمة إبصار ظاهرية يكون نجماً متمتد السطوع ، ويرى بسهولة بالعين المجردة بالرغم من أنه ليس بين النجوم عالية السطوع . النجم المسمى الديباران يعتبر مثلاً .

إفترض أن N فوتون فى كل ثانية تدخل عين المشاهد . ما هو مقدار متوسط التراوح فى هذا العدد ؟ بعد أن تكون قد عينت N ، قرر ماذا يكون التفسير المحتمل للتألق ، ولماذا تظهر الكواكب أقل تألقاً بكثير أو لا تتلألأ على الإطلاق ؟

٨ - (أ) إدرس قانون فين للإزاحة ، وافرض أن لدينا جسماً أسوداً مشعاً محفوظاً عند درجة حرارة 2500° K . إحسب الطول الموجى بوحدات الأنجستروم - كما هى معطاة فى قانون فين - الذى عنده يكون الإنبعث نهاية عظمى . هل يقع هذا الطول الموجى فى منطقة الإبصار ؟

(ب) . إشتق قانون فين للإزاحة من صيغة بلانك (٣٩ أ) .

(ج) على أساس قانون بلانك للإشعاع (٣٩ أ) بين أن المعدل الكلى الذى ينبعث عنده إشعاع جسم أسود (أى يحتوى كل الترددات) يكون متناسباً مع القدرة الرابعة لدرجة الحرارة T .

٩ - في مناقشتنا التاريخية لقانون إشعاع الجسم الأسود ذكرنا أن بلانك في اشتقاقه وضع فرضاً أن المتذبذب التوافقي ذا التردد ν يمكن أن يأخذ طاقة فقط في طرود كل منها قيمته $h\nu$. (يجب أن يلاحظ القارئ أننا لم نحاول تقديم إيضاحات في مسحننا التاريخي ، وعند هذا الوقت يكون القارئ إذن غير ملزم بأن يفهم كيف وصل بلانك إلى نتيجته النهائية) . ولكنه من الشيق أن ترى أي علاقة قد تكون بين فرض بلانك والفرض الذي وضعه بوهر في اشتقاقه للخواص المميزة لذرة الهيدروجين . دعنا بالإناء نعتبر ما يأتي : المتذبذب التوافقي ذو الكتلة m وثابت الزنبرك K يسلك سلوكاً منسجماً مع فرض بلانك ، هذا يعني أن طاقة المتذبذب يمكن أن تتغير فقط بمضاعفات صحيحة للكمية $h\nu$ ، حيث ν هو تردد المتذبذب . ودعنا نقدم المتغير الفعل $J = \pi q_0 p_0$ ، حيث q_0 هي الإزاحة العظمى لتذبذب الكتلة المتحركة في نقطة ، وحيث p_0 هي القيمة القصوى لكمية التحرك .



الفصل الثاني

مقادير الكميات الفيزيائية في الفيزياء الكمية

٧٠	وحدات وثوابت فيزيائية	١٠ إلى ١	من ١ إلى ١٠	البسود
٧٦	الطاقة	١٨ إلى ١١		
٨٢	المقادير المميزة للفيزياء الذرية والجزيئية	٣٢ إلى ١٩		
٩٥	حقائق الفيزياء النووية ذات الأهمية الجوهرية	٣٩ إلى ٣٣		
١٠٤	القوى التآكلية والكهرمغناطيسية	٤٣ إلى ٤٠		
١٠٦	فيما يتعلق بالشغل العددي	٤٦ إلى ٤٤		
١٠٨	موضوع متقدم : الثوابت الطبيعية الأساسية	٥٧ إلى ٤٧		
١١٦	مراجع لدراسة إضافية			
١١٦	مسائل			

الفصل الثاني

مقادير الكميات الفيزيائية في الفيزياء الكمية

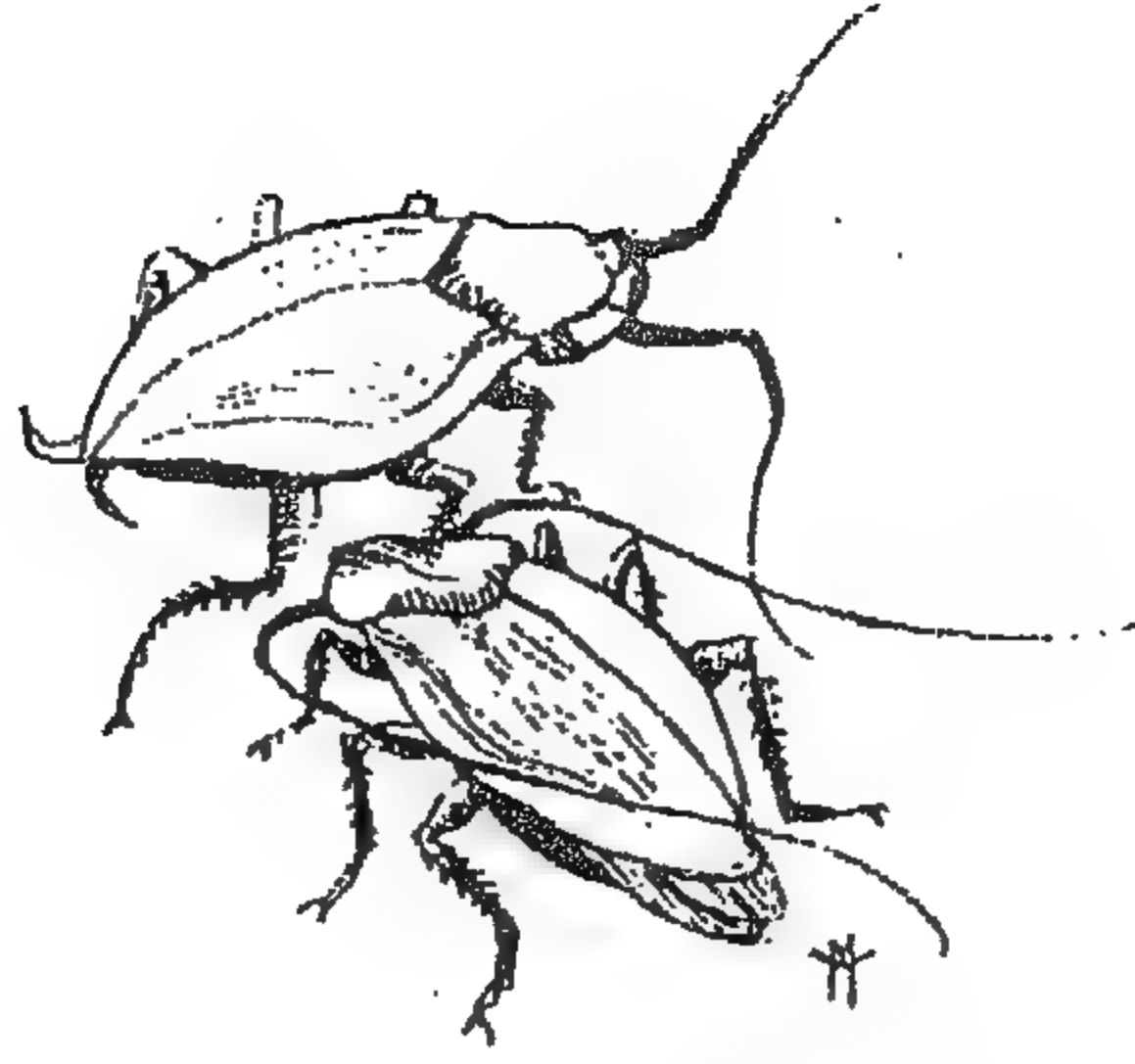
وحدات وثوابت فيزيائية

١ - أحد أهداف هذا الفصل هو أن نعطي القارئ إحساساً برتب كبر الكميات الفيزيائية المتنوعة في مجال فيزياء الكم . كثير من الكميات الفيزيائية الهامة مثل الشحنة الإلكترونية ، الكتلة الإلكترونية ، ثابت بلانك (Planck's constant) ، الخ . . ، لها مقادير عديدة تكون عند التعبير عنها بدلالة الوحدات الميانية التي ألفناها غير مريحة وغير واضحة المدلول لأنها عندئذ تكون صغيرة جداً . مما يجعل من الصعب أن ندرك مباشرة ماهر المقصود من أن ثابت بلانك مثلاً له القيمة $h = 6.6 \times 10^{-27} \text{ erg sec}$. وعلى هذا يكون من الضروري أن ندرس بالتفصيل كيف تنشأ هذه الثوابت المتنوعة في الفيزياء ، وما الذي تعنيه في الواقع قيمها العددية + .

كل منطقة في الفيزياء لها ما يمكن أن نسميه بالوحدات الطبيعية للكميات الفيزيائية التي تتضمنها ، هذا يعني أننا عندما نعبّر عن أى كمية فيزيائية بدلالة هذه الوحدات الطبيعية فإن القيم العددية عندئذ تكون معقولة بمعنى أننا نستطيع أن ندرك أهميتها مباشرة . وقد تتراوح القيم العددية من 10^{-6} إلى 10^6 ، ولكننا لانصادف أعداداً مثل 10^{-27} . ويرجع ذلك إلى أن الوحدات الميانية التي اعتادناها (في نظام MKS) تكون مناسبة على وجه الخصوص للظواهر الفيزيائية في حياتنا اليومية ، فهي مبنية على المقاييس الميانية المتاحة . ونحن نلاحظ أنها في الحقيقة « وحدات إنسانية » ؛ مثل المتر والكيلوجرام والثانية التي تشير بلاريب إلى الصفات الإنسانية ، أما ما يسمى بنظام الوحدات « العلمية » أو نظام cgs فيكون أكثر ملاءمة للحيوانات الصغيرة مثل الصراصير ، وسوف نحاول تحرير مناقشتنا من المعايير أو المقاييس الاختيارية للنظام الإنساني ، أو النظام الصراصيري ، في محاولة للتعرف على الوحدات الطبيعية في المجالات الفيزيائية الكمية .

٢ - ونبدأ بتسجيل بعض الثوابت الفيزيائية في جدول ، تلك الثوابت التي يشار إليها غالباً على أنها « الثوابت الأساسية للفيزياء المجهرية » ، ولكن في الحقيقة لا يوجد شيء أساسي على الإطلاق بخصوص الأعداد المنفردة في جدول ٢ أ ، وذلك بسبب أن المقاييس الميانية هي مقاييس اختيارية و « عرضية » .

+ وهذه الطريقة سوف نستيق في بعض الأحيان المناقشات اللاحقة والأكثر تفصيلاً وإذا حدث وصادف القارئ بعض الفقرات التي تبدو الآن محيرة فلا داعي لأن يبالغ في الاهتمام بها ، وعليه أن يرجع إلى الفصل الحالى مرات متعددة كلما تقدمنا في هذا المنهج . آملين أن يكون معظم القراء قد اكتسبوا بالفعل بعض الألفة بالموضوعات التي نناقشها .



وهذا لايعنى أن القائمة غير مهمة . فبمجرد أن نتفق مقاييسنا العيانية فإننا بالطبع نرغب أن ننسب إليها البارامترات الأساسية للفيزياء الكمية ، وهذا هو الغرض من تلك القائمة .

لقد أدرجنا أيضاً الأخطاء التقديرية للشوايت لكي نعطي القارئ إحساساً بمدى الدقة المعروفة بها في الوقت الراهن أما على مستوى هذا الكتاب ، فلن يكون لدى القارئ في أغلب الأحوال فرصة إجراء حسابات بدقة أكثر من التي يمكن الحصول عليها باستخدام المسطرة الحاسبة ، أى في حدود 0.2 بالمائة في عمليات الضرب والقسمة . كما أن القارئ يجب أن يتعلم أيضاً كيف يعمل تقديرات بسيطة تتغير في الدقة من 10 بالمائة إلى حوالي رتبة كبر واحدة . وسوف يجد القارئ على الصفحة الداخلية لوجه غلاف هذا الكتاب جدولاً يجب أن يحفظ عن ظهر قلب . كما يوجد في الملحق جداول أخرى للقيم الفيزيائية أكثر تفصيلاً .

جدول ٢ أ : بعض الشوايت الفيزيائية

ثابت بلانك :

$$h = 2\pi \hbar = (6.62559 \pm 0.00015) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$$

$$\hbar = h/2\pi = (1.05449 \pm 0.00003) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$$

سرعة الضوء :

$$c = (2.997925 \pm 0.000001) \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$

الشحنة الإلكترونية :

$$e = (4.80298 \pm 0.00006) \times 10^{-10} \text{ esu}$$

$$= (1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-19} \text{ coul}$$

كتلة الإلكترون :

$$m = (9.10908 \pm 0.00013) \times 10^{-28} \text{ gm}$$

كتلة البروتون :

$$M_p = (1.67252 \pm 0.00003) \times 10^{-24} \text{ gm}$$

عدد أفوجادرو :

$$N_0 = (6.02252 \pm 0.00009) \times 10^{23} (\text{mol})^{-1}$$

ثابت بولتزمان :

$$k = (1.38054 \pm 0.00006) \times 10^{-16} \text{ erg } (^{\circ}\text{K})^{-1}$$

٣- أن تعريف عدد أفوجادرو (Avogadro's number) يتطلب مناقشة . فعندما جسدول الكيميائيون الأوزان الذرية في الماضي استخدموا مقياساً خصصوا فيه بالتعريف الوزن الذري 16 بالضبط للأكسوجين المتكون طبيعياً . وعلى هذا يعرف الوزن الذري للهيدروجين على سبيل المثال بالآتي :

$$(٣ أ) (\text{الوزن الذري للهيدروجين}) = 16 \times \frac{(\text{كتلة الهيدروجين « ذرة »})}{(\text{كتلة الأكسجين « ذرة »})}$$

وقد زخرفت كلمة « ذرة » بعلامتي الاقتباس لأن وزن « الذرة » يشير دائماً إلى العنصر كما يوجد في الطبيعة . فالأوزان الذرية ، كما هي معرفة بالمعادلة (٣ أ) تعين بواسطة الكيميائي من خلال عمليات وزن دقيقة ؛ فهو على سبيل المثال ، يعين بالجرامات كمية الهيدروجين المتكون طبيعياً التي تتحد مع 16 جراماً من الأكسوجين المتكون طبيعياً لتكون ماء بدون أن يتبقى شيئاً . وبقسمة العدد الناتج على اثنين يحصل على الوزن الذري للهيدروجين .

وتسمى الأوزان الذرية التي تعين بهذا الأسلوب بواسطة الكيميائيين بالأوزان الذرية على المقياس الكيميائي . وكثير من العناصر لها أوزان ذرية تقترب من الأعداد الصحيحة ، ولكن هناك أيضاً استثناءات ملحوظة ، فالوزن الذري للكلورين على سبيل المثال ، هو 35.5 .

جدول ٣ أ : الأوزان الذرية (الكتل الذرية) لأخف العناصر +

العنصر	Z	الوزن الذري
H	1	1.00797
He	2	4.0026
Li	3	6.939
Be	4	9.0122
B	5	10.811
C	6	12.01115
N	7	14.0067
O	8	15.9994
F	9	18.9984
Ne	10	20.183
Na	11	22.9898
Mg	12	24.312
Al	13	26.9815
Si	14	28.086
P	15	30.9738
S	16	32.064
Cl	17	35.453
A	18	39.948

+ أنظر جدول C في الملحق بخصوص قائمة كاملة .

٤ - كما يعلم القارئ ، فإن كتلة الذرة تتركز أساساً في النواة . كما أن الأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات . ويعرف العدد الكتلي بأنه مجموع عدد البروتونات والنيوترونات . ويرمز عادة لهذا العدد الصحيح بالرمز A .

جدول ٤ أ : النظائر المتكونة طبيعياً لعناصر خفيفة مختارة

العنصر	Z	النظير A	الكتلة الذرية	الوفرة الطبيعية بالمائة
H	1	1	1.007825	99.985
		2	2.01410	0.015
He	2	3	3.01603	0.00013
		4	4.00260	100
Li	3	6	6.01513	7.42
		7	7.01601	92.58
Be	4	9	9.01219	100
B	5	10	10.01294	19.6
		11	11.00931	80.4
C	6	12	12.000000	98.89
		13	13.00335	1.11
N	7	14	14.00307	99.63
		15	15.00011	0.37
O	8	16	15.99491	99.759
		17	16.99914	0.037
		18	17.99916	0.204
F	9	19	18.99840	100
...
S	16	32	31.97207	95.0
		33	32.97146	0.76
		34	33.96786	4.22
		36	35.96709	0.014
Cl	17	35	34.96885	75.53
		37	36.96590	24.47
...

ويسمى عدد البروتونات بالعدد الذري للنواة . ويرمز له بالرمز Z ، وبذلك تكون شحنة النواة eZ ، حيث e هي الشحنة الأولية . وتتحدد معظم الخواص الكيميائية للذرة بواسطة الشحنة الذرية ، وبناء على هذا فإن Z تعتبر خاصية مميزة للعناصر الكيميائية . وقد وجد أن هناك حالات كثيرة لعائلات من الأنوية بنفس الشحنة ، ولكن بأعداد كتلية مختلفة ، وتعرف هذه الأنوية المختلفة كنظائر (isotopes) مختلفة للعنصر . فالنظائر تختلف إذن في عدد النيوترونات . وكتلة البروتون تساوي تقريباً كتلة النيوترون ، وتتناسب كتل كل الأنوية إلى حد كبير مع العدد الكتلي الصحيح A . ويرجع سبب وجود أوزان ذرية

غير صحيحة إلى أن كثيراً من العناصر الكيميائية المتكونة طبيعياً هي عبارة عن خليط من اثنين أو أكثر من النظائر ، وبذلك تكون « الأوزان الذرية » للعناصر بقياس الكيميائي عبارة عن متوسط الأوزان الذرية الأساسية للنظائر المختلفة + . وتؤكد الحقيقة التجريبية أن الوفرة النسبية للنظائر المختلفة الموجودة في خليط من النظائر لأحد العناصر لا تتغير على امتداد سطح الأرض . بالإضافة إلى ذلك فإن النظائر المختلفة لها - لدواعي كل الأغراض العلمية - صفات كيميائية متماثلة وعلى هذا يكون من المستحيل تقريباً فصلها عن بعضها بوسائل « كيميائية » . وإذا لم يكن هذا هو الحال لكانت جداول الكيميائيين للأوزان الذرية عديمة الفائدة .

٥ - عندما يكتب الكيميائي معادلة تفاعل كيميائي فإنه يستخدم رموزاً مثل H (هيدروجين) ، Li (ليثيوم) ، Fe (حديد) ، الخ ، ليميز العناصر الكيميائية المتكونة طبيعياً والتي يمكن أولاً أن تكون خليطاً من النظائر . أما من وجهة نظر الفيزيائي النووي فتكون نظائر الأكسوجين ذو العدد الكتلي 16 والعدد الكتلي 18 أشياء مختلفة تماماً ، ويجب عليه أن يميز بينهما عندما يكتب الصيغة الخاصة بالتفاعلات النووية . وهذا يتم فعلاً باستخدام رموز سفلية دلالية أو رموز علوية دلالية ، فيرمز عادة للنظير بالرمز

A (الرمز الكيميائي) Z أو A (الرمز الكيميائي) .

والأكسوجين المتكون طبيعياً يكون خليطاً من ثلاثة نظائر مستقرة هي على وجه التحديد O^{16} ، O^{17} و O^{18} ، ويعتبر النظير O^{16} الذي يوجد بوفرة نسبية قدرها 99.759 بالمائة المركبة الغالبة .

٦ - اتفق أخيراً فيزيائيون وكيميائيون على مقياس جديد للأوزان الذرية أساسه كتلة نظير الكربون C^{12} . الذرة (وليست النواة) لنظير الكربون هذا قد خصص لها كتلة مقدارها بالضبط 12 وحدة كتلة ذرية (atomic mass units) وباختصار 12 amu . هذا الاتفاق ، الذي سوف نلتزم به ، يؤدي إلى المقياس الجديد للكتل الذرية ، وعلى هذا فإن

$$1 \text{ amu} = \frac{1}{12} (\text{mass of one } C^{12} \text{ atom}) \quad (16)$$

$$= (1.66043 \pm 0.00002) \times 10^{-24} \text{ gm}$$

ويعرف عدد أفوجادرو N_0 بأنه عدد الذرات في 12 جراماً من C^{12} النقي نظائرياً ، وهذا هو العدد الوارد في جدول ٢ أ .

هذا المقياس الجديد يكون الوزن الذري للأكسوجين المتكون طبيعياً هو 15.9994 ، وهو عدد قريب جداً من 16 الذي يمثل الوزن الذري للأكسوجين على المقياس الكيميائي القديم . وللعظم الأغراض العملية ، يمكن إهمال الفرق بين المقياس الجديد والمقياس الكيميائي القديم .

+ أن العنصر الكيميائي يمكن أن يتكون من نظائر مختلفة قد توطن ثبوته بواسطة

J. J. Thomson. [J. J. Thomson, "Rays of Positive Electricity," *Proceedings of the Royal Society* (London, Series A) 89, 1 (1913).]

٧ - ويعتبر عدد أفوجادرو N_0 بمثابة حلقة الوصل التي تربط بين الفيزياء المجهرية والفيزياء العيانية ، وهنا نذكر بعض الكميات الهامة التي تتضمن N_0 والتي تعكس هذه الصلة .

(i) كتلة البروتون هي 1.0073 amu ، وكتلة ذرة الهيدروجين المتعادلة (النظير H^1) هي 1.0078 amu . وعلى هذا فإن حاصل ضرب عدد أفوجادرو N_0 وكتلة البروتون M_p هو

$$N_0 M_p = 1.0073 \text{ gm} \quad (\text{أ } ٧)$$

وهي كمية قريبة جداً من 1 gm. وبحسابات غير دقيقة نحصل على

$$\frac{1}{N_0} \text{ gm} \cong (\text{كتلة ذرة الهيدروجين}) \cong (\text{كتلة البروتون}) \quad (\text{ب } ٧)$$

(ii) حاصل ضرب N_0 وثابت بولتزمان k (Boltzmann's constant) يعطينا الثابت العالمي للغازات R (universal gas constant) ،

$$\begin{aligned} N_0 k &= R = 8.314 \times 10^7 \text{ erg } (^{\circ}\text{K})^{-1} (\text{mol})^{-1} \\ &= 1.986 \text{ cal } (^{\circ}\text{K})^{-1} (\text{mol})^{-1} \end{aligned} \quad (\text{ج } ٧)$$

وذلك لأن ثابت بولتزمان هو ثابت الغاز لكل جزيء .

(iii) حاصل ضرب N_0 والشحنة الإلكترونية e يعطينا ثابت فراي F (Faraday constant) ،

$$N_0 e = F = 96,487 \text{ coulomb } (\text{mol})^{-1} \quad (\text{د } ٧)$$

هذا الثابت يعبر عن الشحنة الكلية التي يحملها جرام جزيئي واحد مكون من أيونات وحيدة الشحنة .

٨ - دعنا الآن نناقش ثابت بلانك ، الذي يظهر على شكلين يرمز لهما بالرمزين h و \hbar ، كما هو ظاهر في جدول ٢ أ . (والرمز \hbar يقرأ : « h - بار » أو « h - شرطة ») . وكلا الثابتين يسمى « ثابت بلانك » وكلاهما شائع الاستخدام . بالرغم مما يبدو من أن \hbar هو المفضل ، أو أنه ثابت « أحسن » . والسبب في استخدام الثابتين هو أنه من الأسهل أن تكتب \hbar بشرطة عن أن تكتب دائماً المعاملات 2π التي إذا لم نفعل ذلك ستظهر في كثير من معادلاتنا ، ولنفس السبب توجد « الترددات » على شكلين .

في هذا الكتاب يرمز للتردد ، الذي هو عدد تكرار الظاهرة الدورية في وحدة الزمن ، أو عدد الدورات/ وحدات الزمن ، بالرمز ν . و نرمز للسرعات الزاوية بالحرف ω ، ونقيس السرعات الزاوية بدلالة الزاوية النصف قطرية في الثانية ، أو ببساطة بوحدات 1/ وحدة الزمن . ويصاحب كل تردد ν سرعة زاوية ω طبقاً للعلاقة

$$\omega = 2\pi\nu \quad (\text{أ } ٨)$$

وبالتالي

$$\hbar\omega = h\nu \quad (\text{ب } ٨)$$

وكلا التعبيرين يعطى طاقة الفوتون ذي التردد ν . ويجب ملاحظة أن الكمية ω غالباً ما يطلق عليها « التردد » أو التردد الزاوي ، ويفهم من ذلك أن العلاقة (أ ٨) هي المقصودة .

يستخدم أيضاً رمز مناظر للأطوال الموجية . فالطول الموجي الحقيقي ، أى طول دورة ظاهرة دورية في البعد المكافئ ، يرمز له بالرمز λ ، ومع كل طول موجي λ نلحق الكمية κ بواسطة

$$\kappa = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (٨ \text{ ب})$$

وتنتشر الموجة أحادية اللون بسرعة طورية c تبعاً للعلاقة

$$\lambda\nu = \kappa\omega = c \quad (٨ د)$$

وعلى القارئ أن يحيط علماً بهذه الإصطلاحات المتعارف عليها .

٩ - غالباً ما يعبر عن الطول الموجي بدلالة مقلوبه ، أى $\bar{\nu} = 1/\lambda$ ويسمى $\bar{\nu}$ بالعدد الموجي . وهذا النوع من التعبير كثيراً ما يستخدم في الطيف الضوئي ، وتكون وحدة العدد الموجي هي cm^{-1} . وللموجة الضوئية في الفراغ نحصل على

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \quad (٩ أ)$$

حيث ν هو التردد . ويتناسب العدد الموجي مع التردد ، ولكن يجب ألا نخلط بينهما . ويجب أن نذكر أن الأطوال والأعداد الموجية يمكن قياسها بدقة كبيرة في المنطقة الضوئية ؛ بدقة أكثر بكثير من تلك التي نقيس بها سرعة الضوء . وعلى هذا فإن الأعداد الموجية في المنطقة الضوئية تكون معلومة بدقة أكثر من الترددات المناظرة ، ومن جانب آخر فإن التردد في منطقة الموجات الدقيقة يمكن قياسه بدقة كبيرة ، ففي هذه المنطقة تكون الترددات أكثر دقة من الأعداد والأطوال الموجية المناظرة .

١٠ - ذكرنا في الفصل الأول بعض الطرق التي يمكن بها قياس الثوابت الأساسية : كانت هذه هي الطرق الأولى من الناحية التاريخية أما هذه الأيام فلم تعد تستخلص أفضل القيم العددية لهذه الثوابت الأساسية من مثل تلك القياسات البسيطة ذات المفاهيم الواضحة ، وإنما ذكرنا تلك الطرق المباشرة فقط لكي نوضح أن هذه الثوابت ليست بعيدة المنال . أما أحسن القيم فتستخلص من بعض قياسات الكميات المشتقة ، أى ، من معادلات تحتوي على هذه الثوابت (وثوابت أخرى) في تجمعات متعددة نعتقد أننا نفهمها فهماً نظرياً جيداً . ونستطيع من هذه الكميات المشتقة أن نحسب الثوابت الأساسية . ولأن العدد لكل الكميات المشتقة المناسبة أكبر من عدد الثوابت الأساسية ، فعدد المعادلات يزيد على عدد الثوابت المراد تعيينها ، فإننا نستطيع أن نقوم بعمل اختبارات قيمة للتأكد من التوافق الذاتي لكل الكميات المقاسة والتي أخذت في الاعتبار عند تعييننا للثوابت .

الطاقة

١١ - دعنا الآن نعتبر الوحدات التي تستخدم لوصف الطاقة في الفيزياء الجهرية . واحدة من أكثر وحدات الطاقة استخداماً هي الإلكترون فولت (electron volt) ، وباختصار eV . ويعرف بأنه الطاقة التي تكتسب بواسطة شحنة أولية قيمتها e عندما تمر خلال هبوط في الجهد قيمته واحد فولت . فإذا أخذنا

في الاعتبار قيمة e كما هي موجودة في جدول ٢ أ فإننا نستطيع أن نعبر عن الإلكترون فولت بدلالة الإرج (erg) :

$$1 \text{ eV} = (1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-12} \text{ erg} \quad (أ١١)$$

بالإضافة إلى الإلكترون فولت فإننا نستخدم أيضاً الوحدات المشتقة

$$\begin{aligned} 1 \text{ keV} &= 1000 \text{ eV}, & 1 \text{ MeV} &= 10^6 \text{ eV}, \\ 1 \text{ BeV} &= 10^3 \text{ MeV} = 10^9 \text{ eV} \end{aligned} \quad (ب١١)$$

حيث KeV هو اختصار كيلو إلكترون فولت ، كما أن MeV هو اختصار مليون إلكترون فولت و BeV اختصار بليون إلكترون فولت + . وتعتبر وحدة الإلكترون فولت مريحة على وجه الخصوص في الفيزياء الذرية لأن طاقات الترابط الذري تكون في حدود واحد إلكترون فولت ، في حين أن وحدة MeV تكون مفيدة في الفيزياء النووية لأن الترابط النووي يكون في حدود واحد مليون إلكترون فولت وتستخدم الوحدة BeV في المناقشات الخاصة بتفاعلات الجسيمات الأولية ذات الطاقات العالية جداً .

١٢ - ناقشنا في الفصل الأول الدور الأساسي الذي تلعبه الثوابت c و \hbar . هذه الثوابت أساسية في فيزياء الكم النسبية لدرجة أن المرء يستخدم في هذا المجال نظاماً من الوحدات تكون فيه $\hbar = 1$ و $c = 1$ ؛ أي أنها كميات بلا أبعاد وكل منها يساوي الوحدة . وربما يشعر القارئ أن مثل هذا التعريف قد يخالف مفهومنا للأبعاد الفيزيائية ، وعلى أي حال ، يجب أن يكون مفهوماً أن تخصيصاً أبعاداً فيزيائية لكميات فيزيائية إنما هو أمر اختياري ، ومسألة اتفاق خالصة . وعلى وجه التحديد يكون فقط للكميات الفيزيائية التي يمكن مقارنتها مباشرة نفس « الأبعاد الفيزيائية » أي الكميات التي يمكن قياسها مباشرة ومقارنتها ببعضها البعض . وتكون كل التحديدات الأخرى للأبعاد مبنية على بعض العلاقات التي تربط بين الكميات الفيزيائية التي نعتقد أنها أساسية من الناحية العملية . وبسبب الطبيعة الأساسية لسرعة الضوء فإننا نستطيع إذا رغبتنا أن نربط المسافة x ، مع الزمن t ، بالعلاقة $x = ct$ وعلى هذا فنحن نقيس مسافة وزمننا بنفس الوحدات وهذا بالفعل ما يصنعه الفلكيون عندما يقيسون المسافات بالسنين الضوئية .

ووضع $\hbar = c = 1$ يؤدي إلى صيغ واضحة وبسيطة وجديرة بالتقدير ، ونحن سوف نستغل هذه الإمكانية في بعض الأحيان . وقد كان المؤلف تواقفاً لاستخدام $\hbar = c = 1$ بشكل منسجم خلال هذا الكتاب ؛ وربما كان هذا ما يجب عمله . إلا أن اتخاذ هذه الخطوة ربما كان يسبب للقارئ ، من ناحية أخرى ، متاعب لا حاجة له بها عند قراءته لكتب أخرى مبسطة في فيزياء الكم ، إذ أن معظم هذه الكتب تستخدم نظم وحدات MKS أو cgs المصطلح عليها . لهذا السبب سوف نلتزم بنظام وحدات egs الاصطلاحية .

١٣ - دعنا نتقصى بعض العلاقات التي تنشأ بين الكميات الفيزيائية المختلفة بسبب وجود الثوابت المتميزة c و \hbar . لنعتبر كتلة m ، ونقرن هذه الكتلة بعدد من كميات فيزيائية أخرى ناشئة عن m ، \hbar و c ، ونعطي الأبعاد الفيزيائية الاصطلاحية لهذه الكميات

+ خارج الولايات المتحدة تكتب أيضاً هذه الوحدة GeV .

$$m = [\text{mass}] \quad \frac{mc^2}{h} = [\text{time}]^{-1}$$

$$mc = [\text{momentum}] \quad \frac{h}{mc^2} = [\text{time}] \quad (113)$$

$$mc^2 = [\text{energy}] \quad \frac{h}{mc} = [\text{length}]$$

وستترك للقارئ اختبار صحة صياغة الأبعاد الفيزيائية (بنظام cgs المصطلح عليه) . « وترتبط » كل هذه الكميات بالثوابت h و c . وبناء على العلاقات السابقة فإن الطاقة يمكن أن تصاحب الكتلة أو التردد أو مقلوب الطول ، وقيمة الطاقة يمكن أن يعبر عنها بدلالة قيم الكميات المصاحبة .

١٤ - يمكن أن يرتبط بالطاقة E التردد E/h ، والعدد الموجي $E/(hc)$ ، والكتلة E/c^2 . ونجد لذلك معاملات التحويل التالية :

$$\frac{(\text{energy})}{(\text{mass})} = (9.31478 \pm 0.00005) \times 10^8 (\text{eV})/(\text{amu}) \quad (114 \text{ أ})$$

$$\frac{(\text{frequency})}{(\text{energy})} = (2.41804 \pm 0.00002) \times 10^{14} (\text{cycles/sec})/(\text{eV}) \quad (114 \text{ ب})$$

$$\frac{(\text{wave number})}{(\text{energy})} = (8.06573 \pm 0.00008) \times 10^3 (\text{cm}^{-1})/(\text{eV}) \quad (114 \text{ ج})$$

والجدول الموجود في باطن الغلاف الخلفي للكتاب مبنى جزئياً على معاملات التحويل السابقة ، ويوضح كل صف أفقي فئة من الكميات المناظرة المرتبطة بالكمية الموجودة في العمود الأول . ويعطى العمودان الثاني والثالث الطاقة بدلالة الإلكترون فولت والإرج . والعمود السابع يبين الكتلة المناظرة E/c^2 بوحدة الكتلة الذرية ، amu ؛ وفي العمود الثامن التردد المناظر E/h دورة / ثانية ؛ في حين أن العمود التاسع يعطى العدد الموجي $E/(hc)$ بوحدة cm^{-1} . ويعطى العمود العاشر الطول الموجي المصاحب $E/(hc)$ بوحدة أنجستروم ، وهذه هي الكمية الوحيدة في الجدول التي لا تتناسب مباشرة مع E .

١٥ - كثيراً ما تستخدم في الكيمياء وحدات سعر ، باختصار cal ، والكيلو سعر ، باختصار Cal أو kcal ، وذلك للتعبير عن الطاقة (وغالباً ما يسمى السعر « بالسعر الصغير » ، ويطلق على الكيلو سعر « السعر الكبير » .) وتعرف هذه الوحدات بواسطة

$$1 \text{ kcal} = 1000 \text{ cal}, \quad 1 \text{ cal} = 4.186 \text{ joule} = 4.186 \times 10^7 \text{ erg} \quad (115 \text{ أ})$$

أنه لمن المهم أن نربط بين الطاقة E المسندة إلى ذرة وحيدة أو جزيء ، وطاقة الكل E_{bulk} المناظرة لعدد N_0 من هذه الجسيمات : مثل الطاقة المصاحبة لجرام ذري واحد ، أو جرام جزيئي واحد ، وعلى هذا نجد أن :

$$\frac{E_{\text{bulk}}}{E} = N_0 = 23,050 (\text{cal})/(\text{eV})$$

$$= 9.6487 \times 10^{11} (\text{erg})/(\text{eV}) \quad (115 \text{ ب})$$

في الجدول المبين في باطن الغلاف الخلفي يعطى العمودان الرابع والخامس طاقات الكل بوحدة erg/mol و cal/mol .

١٦ - في البنود من ٣١ - ٣٤ من الفصل الأول ، ناقشنا باختصار مفاهيم الحرارة ودرجة الحرارة . وقد لاحظنا أن ثابت بولتزمان k هو في الواقع عامل تحويل من درجة الحرارة إلى الطاقة . وإنها في الواقع لممارسة شائعة أن نعبر عن درجة الحرارة بدلالة الطاقة المناظرة ، والعكس بالعكس ، حيث أن التناظر يعرف اختياريًا بالعلاقة

$$(equivalent\ energy) = k \times (temperature) \quad (116)$$

والخدمة غرض مثل هذا التحويل يكون من الملائم أن نعبر عن ثابت بولتزمان بالشكل

$$k = 8.617 \times 10^{-5} (eV)/^{\circ}K, \quad \frac{1}{k} = 11,605^{\circ}K/(eV) \quad (16\text{ ب})$$

في هذا التناظر تكون « درجة حرارة الغرفة » ($20^{\circ}C = 293^{\circ}K$) مكافئة للطاقة

$$k \times 293^{\circ}K \approx (1/40) eV \quad (16\text{ ج})$$

وفي العمود السادس من الجدول الموجود في باطن الغلاف الخلفي نجد درجات الحرارة المكافئة بتدرج كلفن (Kelvin) .

١٧ - إن إمكان التعبير عن درجة الحرارة والطاقة بنفس الوحدات يجب ألا يؤدي إلى الاعتقاد بأن الطاقة ودرجة الحرارة هما « نفس الشيء » . فإنه ، على سبيل المثال ، ليس حقيقياً أن الطاقة الحرارية لجسم عياني اختياري عند درجة حرارة T تكون مساوية لعدد ذرات هذا الجسم مضروباً في kT . فالطاقة الداخلية لجسم عياني لا تتوقف فقط على درجة الحرارة ، وإنما تتوقف أيضاً على عوامل (عيانية) أخرى ، بالإضافة إلى أن العلاقة بين الطاقة ودرجة الحرارة تتوقف على طبيعة النظام . هذه نقطة هامة ، فالصيغة (١٦ أ) يجب ألا يساء تفسيرها .

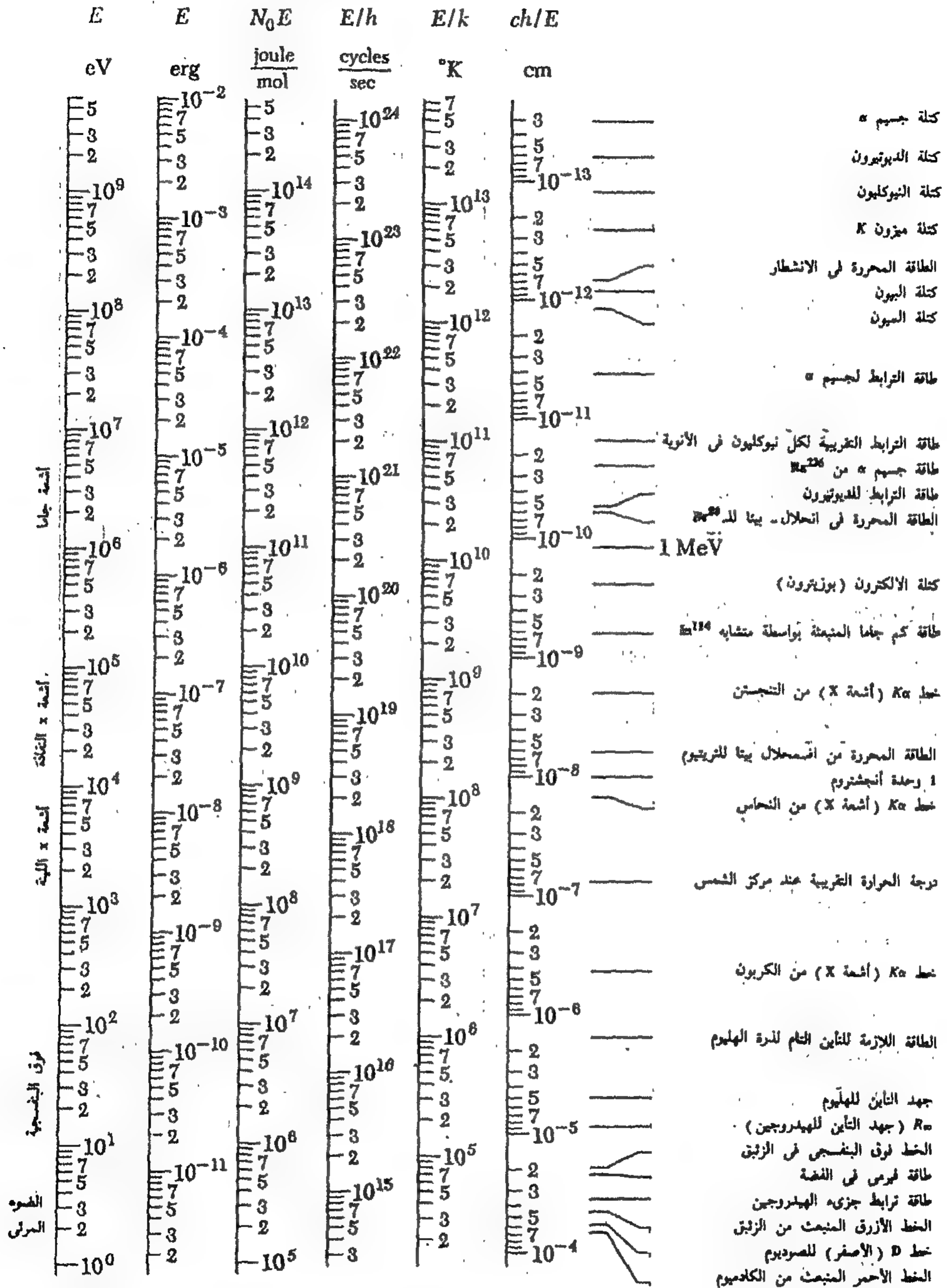
إلا أننا نستطيع أن نضع نصاً مفيداً للغاية ، فنالباً (وليس دائماً) ، إذا ما حفظ الجسم العياني عند درجة حرارة T ، فإن متوسط الطاقة « غير المنظمة » لكل ذرة (أو جزيء) في الجسم تكون من رتبة kT .

ويمكننا هذا النص من أن نقدر متوسط الطاقة لذرة أو جزيء في حالة حركة حرارية غير منظمة بمجرد معرفتنا لدرجة الحرارة . ويمكننا العديد من الأنظمة الخاصة أن نضع نصوصاً دقيقة . وأحد الأمثلة الهامة يختص بنماذج يتكون من جزيئات عند درجة حرارة T . إذ تعطي متوسط طاقة الحركة E_{tr} المصاحبة للحركة الانتقالية للجزيء بالعلاقة

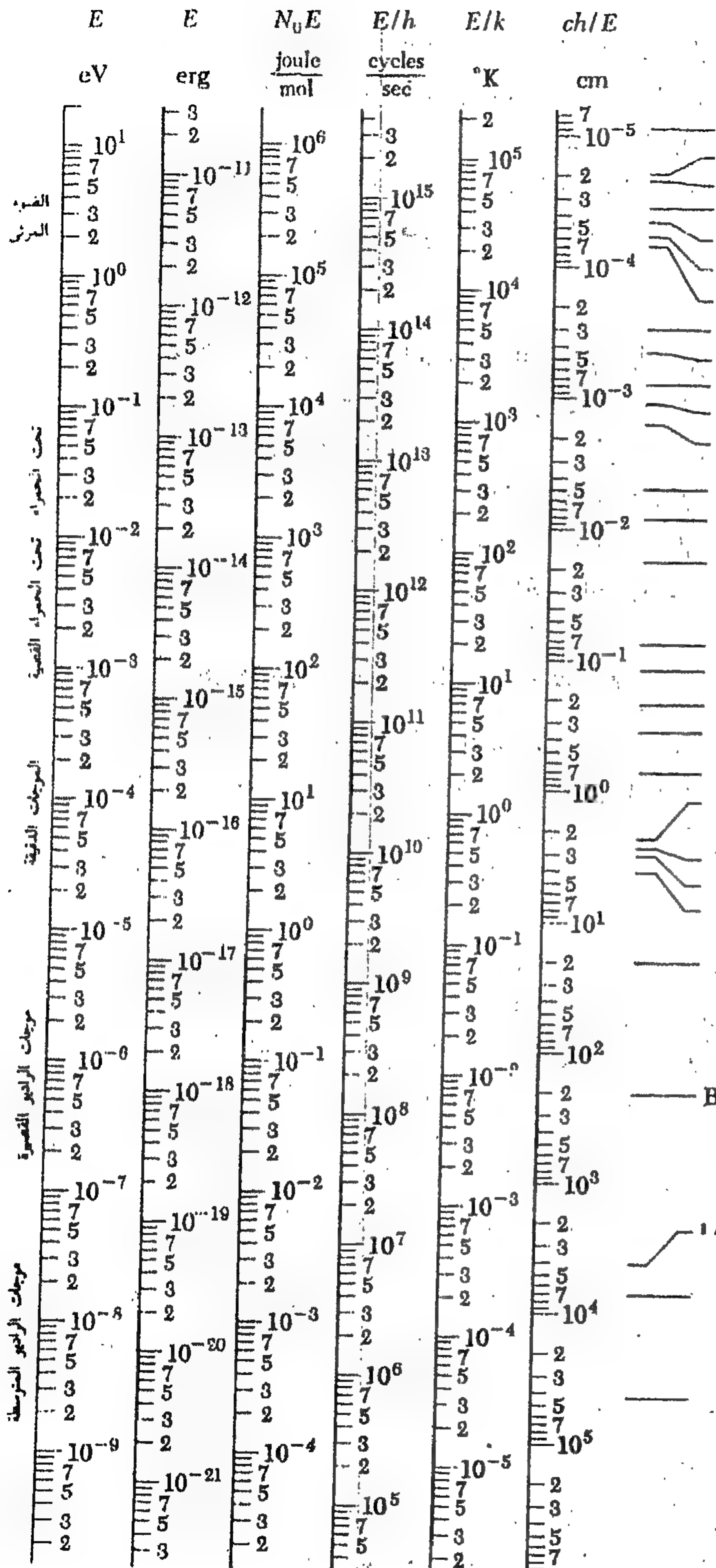
$$E_{tr} = \frac{3}{2} kT \quad (117)$$

وهذه العلاقة صالحة بغض النظر عما إذا كانت الجزيئات تتكون من نوع واحد من الذرات أم لا . واشتقاق هذه المعادلة هو إحدى مسائل الميكانيكا الإحصائية ، وسوف نرجعها للجزء القادم من هذه السلسلة . وسوف نستخدم هذه النتيجة من وقت لآخر ، بالرغم من أننا لم نشقها بعد .

طيف الطاقة للظواهر الفيزيائية



الطاقات المميزة للظواهر الفيزيائية. النتائج المختارة في هذه الصفحة والصفحة التالية مقدمة بفرض إعطاء القارئ فكرة عامة عن أنماط الطاقات للظواهر المتمثلة. ومعبّر عن هذه الطاقات بدلالة بعض الوحدات الشائعة (انظر بنود ١١-١٦ للتوضيح)



R_∞ (جهد تاين الهيدروجين)
 الخط فوق البنفسجي في الزئبق
 طاقة فيرمي في النفضة
 طاقة ترابط جزيء الهيدروجين
 الخط الأزرق المنبعث بواسطة الزئبق
 خط D (الأصفر) للصوديوم
 الخط الأحمر المنبعث من الكاديوم
 حرارة بخار الكحول الإيثيلي
 التردد الاهتزازي لجزيء CO
 درجة ديباي في الماس
 حرارة انصهار النحاس
 درجة حرارة كوري للحديد
 «درجة حرارة الغرفة» (29°C)
 التردد الاهتزازي لجزيء CaI
 درجة حرارة ديباي للرصاص

نقطة غليان الهيدروجين
 حرارة البخر للهليوم
 درجة الحرارة التي يصبح عندها الرصاص مفرط التوصيلية
 نقطة غليان الهليوم (He^4)
 نقطة لمدا (λ) للهليوم
 طاقة التفاعل لمجنتونين بوتر متفصلين بمسافة 1 Å
 درجة الانتقال للكاديوم مفرط التوصيلية
 الانتقال لائق الدقة في السيزيوم
 التردد الدائري الملاحظ في جزيء ICl
 21-cm خط الهيدروجين (لائق الدقة)

مجنتون بوتر في 100 جاوس Bohr magneton in
 طاقة التفاعل بين مجنتون بوتر ومجنتون نووي عند مسافة 1 Å
 طاقة الترنج للبروتون في 1000 جاوس
 المجنتون النووي في 1000 جاوس

١٨ - وكما ذكرنا سابقاً ، من أن المفاهيم الخاصة بالحرارة ودرجة الحرارة تكون غير ذات موضوع عندما نتعامل مع أنوية أو ذرات أو جزيئات منفردة ؛ إذ أن هذه المفاهيم تطبق على جسم المادة ككل . وعلى أى حال ، فلن نستطيع على وجه العموم إجراء قياساتنا على الجسيمات المنفردة ؛ إذ أننا نلاحظ هذه الجسيمات وهي وسط كميات كبيرة من المادة . وعلى هذا فالحركة الحرارية غير المنتظمة هي في الغالب عامل هام يؤخذ في الاعتبار عندما نرغب في فهم سلوك أنظمة الميكانيكا الكمية ، وبصفة خاصة عندما ندرس المظاهر العيانية للظواهر الكمية .

إن أهم ملامح الحركة الحرارية في نظام ما هو أنها ، من وجهة نظرنا ، حركة عشوائية . فهي تدخل عامل الصدفة في سلوك النظام كما نلاحظه . ونستطيع القول أن الحركة العشوائية الحرارية هي بمثابة « ضجيج في سيمفونية ميكانيكا الكم النقية » . ويمكننا أن نضيف أن هذا الضجيج غالباً ما يكون مرتفعاً بدرجة لا تسمح بسماع صوت الموسيقى . ومن ناحية المبدأ يمكننا أن نحدد الحركة الحرارية وذلك بحفظ النظام الذي ندرسه وما يحيط به عند درجة حرارة قريبة من 0°K ، لأن الحركة الحرارية تكف عند درجة الصفر المطلق . أما من الناحية العملية فهذا غير ممكن ، فالحركة الحرارية هي إحدى الملامح الهامة للعالم الذي نعيش فيه .

المقادير المميزة للفيزياء الذرية والجزيئية

١٩ - لنعتبر الذرة كنظام ديناميكي مكون من نواة صغيرة الحجم محاطة بسحابة من الإلكترونات التي تكون منجذبة بواسطة النواة والتي تتفاعل فيما بينها من خلال قوى كهرومغناطيسية . فالاعتقاد بأن القوى الكهرومغناطيسية هي القوى الوحيدة ذات الأهمية في تحديد تركيب الذرات أو الجزيئات مبني على المقارنة بين النظرية والتجربة التي قد تم إجراؤها حتى الآن .

فالنظرية الكمية لتفاعلات الجسيمات المشحونة مع المجال الكهرومغناطيسي يطلق عليها الكهروديناميكا الكمية هذه النظرية التي تتضمن مبدأ النسبية الخاصة - تعتبر في الوقت الحاضر النظرية الأكثر نجاحاً للعمليات الأساسية التي تحتوى على الجسيمات الأولية . إذ من خلالها نستطيع أن نصف تركيب الذرات والجزيئات وانبعاث وامتصاص الإشعاع الكهرومغناطيسي بواسطة هذه الجسيمات .

٢٠ - بناء على التجربة نجد أن رتبة كبر قطر النواة هي 10^{-13} cm ، في حين أن قطر الذرة يبلغ حوالي 10^{-8} cm . فالنواة على هذا تكون صغيرة جداً عند مقارنتها بالذرة .

أما كتلة النواة فتكون كبيرة عند مقارنتها بكتلة الإلكترون التي هي 0.0005486 amu ، والنسبة بين كتلة الإلكترون إلى كتلة البروتون هي

$$\frac{m}{M_p} = \frac{1}{1836} \quad (120)$$

وعلى هذا فن المعقول أن نتوقع ، على الأقل كتقريب أولي ، أن حركة النواة لا تلعب دوراً أساسياً ، وفي هذا التقريب يمكننا أن نعتبر وكأن النواة « لانهائية » الثقل ، وبالتالي ثابتة في المكان . وبما أن النواة

بالإضافة إلى ذلك صغيرة جداً فإننا نضيف تقريباً آخر وهو أنها « نقطة » : وعلى هذا فهي لا تلعب دوراً آخر سوى أن تهيم المجال الكهرستاتيكي الموصوف بالجهد .

$$V(r) = \frac{eZ}{r} \quad (٢٠ ب)$$

حيث e هي الشحنة الأولية و Z هو العدد الذرى .

وعلى هذا تكون مسألة النظرية الذرية في التقريب الأول هي دراسة حركة الإلكترونات في هذا المجال الكهرستاتيكي ، آخذين أيضاً في الاعتبار ذلك التنافر الكهرستاتيكي المتبادل بين الإلكترونات . ويجب أن نذكر القارئ أننا عندما نتحدث عن « الحركة » فإننا نعني الحركة بمفهومها في الميكانيكا الكمية . وسوف نشرح فيما بعد ما الذى يعنيه هذا على وجه الدقة .

٢١ - تهتم الكهرديناميكا الكمية في مفهومها المحدود بتفاعلات الإلكترونات مع المجال الكهرمغناطيسى . لنعتبر الكميات الفيزيائية وثيقة الصلة بهذه النظرية ، على وجه التحديد : كتلة الإلكترون m وشحنته e — وسرعة الضوء c وثابت بلانك \hbar . إذ يمكننا تكوين وحدات طبيعية للكهرديناميكا الكمية من الثوابت ، m ، c و \hbar ، كما شرحنا في بند ١٣ : وعلى هذا تكون m هي وحدة الكتلة ، mc^2 هي وحدة الطاقة ، \hbar/mc وحدة المسافة ، \hbar/mc^2 هي وحدة الزمن . بالإضافة إلى ذلك تكون \hbar هي وحدة كمية الحركة الزاوية ، و c هي الوحدة الطبيعية للسرعة .

حتى الآن لم نأخذ في الاعتبار الشحنة الأولية e . هذا الثابت يلعب دور ثابت الترابط ، فهو يدلنا على قوة ترابط الإلكترونات بالمجال الكهرمغناطيسى .⁺ وسنحاول أن نكون كمية مجردة من الأبعاد لكي نقيس بها شدة هذا الارتباط ، ونعتبر لذلك الطاقة الكهرستاتيكية ، بدلالة الوحدات الطبيعية المذكورة أعلاه ، للتناثر بين إلكترونين تفصلهما مسافة قدرها وحدة طبيعية . ويرمز لهذه الكمية بالرمز α وبذا نحصل على

$$\alpha = \frac{e^2/(\hbar/mc)}{(mc^2)} = \frac{e^2}{\hbar c}$$

$$= (7.29720 \pm 0.00003) \times 10^{-3} \approx 1/137 \quad (٢١)++$$

يلعب هذا الثابت α دوراً أساسياً في الفيزياء الذرية ويعرف بثابت التركيب الدقيق . ويمكن اعتباره وكأنه مربع الشحنة الأولية في الوحدات الطبيعية ، وهو يصف مقدار هذه الشحنة بطريقة مستقلة عن أى مقاييس فيزيائية عيانية اختيارية . إن كون α بالفعل صغيراً عددياً يعكس « ضعفاً » أساسياً للتفاعلات

(+) هذه نغمة شائعة للتعبير ، وقد كان ، على أى حال ، من الأوقع أن تقول أن ثابت الترابط يدلنا على مدى قوة تفاعل الشحنات الأولية مع بعضها البعض . فالمجال الكهرمغناطيسى على كل ، هو تصور فكرى أدخل من أجل غرض مناقشة التفاعلات بين الشحنات .

(++) هذا التعبير عن α صحيح في نظام وحدات cgs ، وفي نظام وحدات MKS يكون لدينا :

$$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$$

الكهرمغناطيسية ، فالطاقة الكهرستاتيكية للإلكترونين متباعين بمسافة قدرها الوحدة تكون صغيرة بالمقارنة إلى طاقة السكون للإلكترون . ويعتبر ثابت التركيب الدقيق واحداً من الثوابت الأساسية الحقيقية للطبيعة ، وهو في الوقت الراهن ثابت تجريبي بحث بمعنى أننا لا نملك فهماً نظرياً لمقداره . وقد كان من الممكن أن « ينتهي » إلى أن يكون عدداً كبيراً ، وفي هذه الحالة فإن العالم قد يبدو في الواقع مختلفاً تماماً . اختلافاً لا يمكن في الحقيقة تصوره .

يجب أن يلاحظ القارئ ، بفحص المعادلة (٢١ أ) أن كتلة الإلكترون لا تدخل في التعبير الخاص بالثابت α . وبالتالي فإن α هو ثابت الترابط الذي يصف ارتباط أى جسم أولي يحمل شحنة أولية e بالمجال الكهرمغناطيسي .

في جدول ٢١ أ سجلنا بعض الكميات الهامة التي يمكن أن تكونها من m, h, c, e ، ولقد أوردنا الأسماء التي تندرج تحتها وتعرف بها هذه الكميات .

جدول ٢١ أ : ثوابت فيزيائية إضافية

طاقة سكون الإلكترون :
$mc^2 = (0.511006 \pm 0.000002) \text{ MeV}$
طول موجة كمبتون (Compton) للإلكترون :
$\lambda_e = \frac{h}{mc} = (3.86144 \pm 0.00003) \times 10^{-11} \text{ cm}$
نصف القطر الأول لبوهر :
$a_0 = \frac{\hbar^2}{mc^2} = \alpha^{-1} \lambda_e$ $= (5.29167 \pm 0.00002) \times 10^{-9} \text{ cm}$
طاقة تأين الهيدروجين اللانيسبية بكتلة بروتون لانهائية :
$R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = (13.6053 \pm 0.0002) \text{ eV}$
ثابت ريديرج (Rydberg) لكتلة بروتون لانهائية :
$\bar{R}_\infty = \frac{\alpha}{4\pi a_0} = R_\infty/hc$ $= (109737.31 \pm 0.01) \text{ cm}^{-1}$

٢٢ - في البند ٥ من الفصل الأول ناقشنا أحد ملامح نظرية بوهر (Bohr) النصف كلاسيكية للذرة الهيدروجين ، وعلى وجه التحديد حجم هذه الذرة ، وقد ذكرنا أن الثابت a_0 المعروف بالمعادلة (٥١ ب) في ذلك الفصل يعتبر حجماً ذرياً نموذجياً . وسوف يلاحظ القارئ أن هذا الثابت a_0 المعروف باسم نصف القطر الأول لبوهر (في ذرة الهيدروجين) ، هو نفسه المذكور في جدول ٢١ أ . في المناقشة الواردة

بالفصل الأول كانت a_0 تمثل نصف قطر مدار دائري للإلكترون في النموذج الكوكبي للذرة ، ومن هنا نشأ الاسم . أما في مناقشة الميكانيكا الكمية لذرة الهيدروجين فإن هذا الثابت له تفسير مختلف : فالكمية $1/a_0$ هي متوسط الكمية $1/r$ في الحالة الأرضية للذرة ، حيث r هي المسافة بين الإلكترون والبروتون . وفي كلتا الحالتين يمكن اعتبار a_0 بمثابة مسافة « مميزة » بين الإلكترون والبروتون .

٢٣ - دعنا نستمر مع المناقشة النصف كلاسيكية للفصل الأول ، ونحاول أن نقدر طاقة الترابط للإلكترون في ذرة الهيدروجين . فالإلكترون المتحرك بسرعة v (وعليه فكمية الحركة $p = mv$) على مسافة r من البروتون تكون طاقته الكلية E على النحو

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{e^2}{r} \quad (٢٣ أ)$$

ويكون شرط الإلتزان الديناميكي للمسار الدائري الذي نصف قطره $r = a_0$ على الصورة

$$\frac{mv^2}{a_0} = \frac{e^2}{a_0^2} \quad (٢٣ ب)$$

وباستخدام هذه المعادلة مع المعادلة (٢٣ أ) نحصل على

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{a_0} \right) - \frac{e^2}{a_0} = -\frac{e^2}{2a_0} = -\frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = -R_\infty \quad (٢٣ ج)$$

وعلى هذا تكون طاقة الإلكترون في هذا المدار هي R_∞ — أو حوالي 13.6 eV — . ويجب مقارنة هذه الطاقة بالطاقة الكلية عندما يكون الإلكترون في حالة سكون عند بعد لانهاى من البروتون ، وبفحص المعادلة (٢٣ أ) نرى أن هذه الطاقة تساوى صفراً . وعلى هذا فلكي ينزع الإلكترون تماماً من فلكه الدائري المفترض يجب أن نمد الذرة بطاقة قدرها R_∞ . هذه الطاقة تسمى بطاقة التأين . وتعرف طاقة التأين المعبر عنها بعدد موجى مكافئ بثابت ريديبرج (Rydberg) ونرمز لها بالرمز \bar{R}_∞ .

ولقد حدث ، ومن ناحية المبدأ يجب أن نعتبر هذا محض « صدفة » ، أن هذا التقدير البسيط المبني على أساس النموذج الكوكبي — الذى هو باستثناء هذا المثال — غير مقنع جداً يعطى تماماً نفس طاقة التأين R_∞ كما تعطيها نظرية ميكانيكا الكم الرصينة ، وعلى هذا فإن R_∞ هي طاقة تأين الهيدروجين ، أو بقول آخر ، R_∞ — هي طاقة الحالة الأرضية لذرة الهيدروجين .

أضف إلى ذلك حالة أن طاقات التأين لكل الذرات (أى الشغل اللازم لطرد إلكترونات واحد من الذرة) تكون تقريباً من رتبة 10 eV ؛ وسوف نعود إلى هذه المسألة فيما بعد .

+ الرمز السفلى ∞ في R_∞ و \bar{R}_∞ يشير إلى النموذج الذى يكون فيه البروتون لانهاياً في الثقل ومثبتاً . وطاقة التأين الفعلية تكون أقل قليلاً .



أرنولد سمرفلد (Arnold Sommerfeld) ولد عام ١٨٦٨ في كونيجزبيرج (Konigsberg) ، ألمانيا (الآن كالينجراد Kaliningrad باتحاد الجمهوريات السوفياتية الاشتراكية USSR) وتوفي عام ١٩٥١ . وكان أستاذاً للفيزياء بجامعة ميونيخ لعدد كبير من السنين .

أسهم سمرفلد مساهمة فعالة في تطوير الفيزياء الكمية وعلى وجه الخصوص في النظرية الذرية المبكرة . فقد نقح نظرية بوهر في اتجاهين : لتتضمن المدارات الأهلجية ، وأن تأخذ في الاعتبار النسبية الخاصة . وفنثريته النسبية لذرة الهيدروجين قدمت ثابت التركيب الدقيق في الفيزياء . (صورة بالإذن من

(Professor L. B. Loeb, Berkeley)

٢٤ - دعنا نرى كيف أن ضعف القوى الكهرومغناطيسية ، نقصد صفر ثابت الترابط α يعلن عن نفسه في تركيب ذرة الهيدروجين . إذا كان ثابت الترابط من رتبة الوحدة فإننا نتوقع أن يكون حجم الذرة من رتبة الوحدة الطبيعية للطول في الكهروديناميكا الكمية ، أى الطول الموجي لكمبتون (Compton) $\lambda_e = \hbar/mc$ إلا أن ثابت الترابط « صغير » ($\alpha \approx 1/137$) وعلى هذا يكون مجال كولوم للنواة غير قادر على حفظ الإلكترون في حدود الطول الموجي لكمبتون . وبذا يكون مدار الإلكترون كبيراً في وحدة الكهروديناميكا الكمية الطبيعية ، على وجه التحديد ذو نصف قطر قدره $a_0 = \lambda_e/\alpha$. ونجد سرعة الإلكترون في المدار بحل المعادلة (٢٣ ب) للسرعة v :

$$v = \sqrt{\frac{e^2}{ma_0}} = \alpha c \quad (٢٤)$$

وعلى هذا فالسرعة أصغر 137 مرة من الوحدة الطبيعية التي هي سرعة الضوء . هذا يعتبر تبريراً منطقياً لازماً لمناقشة هذه المسألة خارج إطار النظرية النسبية .

أما طاقة الحركة ، E_{kin} ، وطاقة الجهد ، E_{pot} ، فيعطيان بالعلاقات

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(ac)^2 = R_{\infty} \quad (٢٤ ب)$$

$$E_{pot} = -\frac{e^2}{a_0} = E - E_{kin} = -2R_{\infty} = -2E_{kin} \quad (٢٤ ج)$$

على أساس هذه الاعتبارات يمكننا القول بأن ذرة الهيدروجين عبارة عن تركيب ممتد غير محكم القيود . يجب أن يفكر القارئ بعناية فائقة حول هذا وحول الدور الذي يلعبه ثابت التركيب الدقيق α في النظرية الذرية .

٢٥ - حيث أن سرعة الإلكترون قد بدت صغيرة في وصفنا شبه الكلاسيكي فن المعقول أن نتوقع أنه من الممكن أن نصف الذرة من خلال ميكانيكا الكم الانسبية . في مثل هذه النظرية يجب ألا تلعب سرعة الضوء دوراً إذا اعتبرنا أن الثوابت m ، h و e ثوابت أساسية . ويكون من الممكن على وجه الخصوص أن نعبّر عن نصف قطر بوهر a_0 وطاقة التآين R_{∞} بدلالة هذه الثوابت فقط . هذا في الحقيقة هو الحال ، وبذا نجد أن

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{\alpha} = \frac{\hbar^2}{me^2} \quad (٢٥ ا)$$

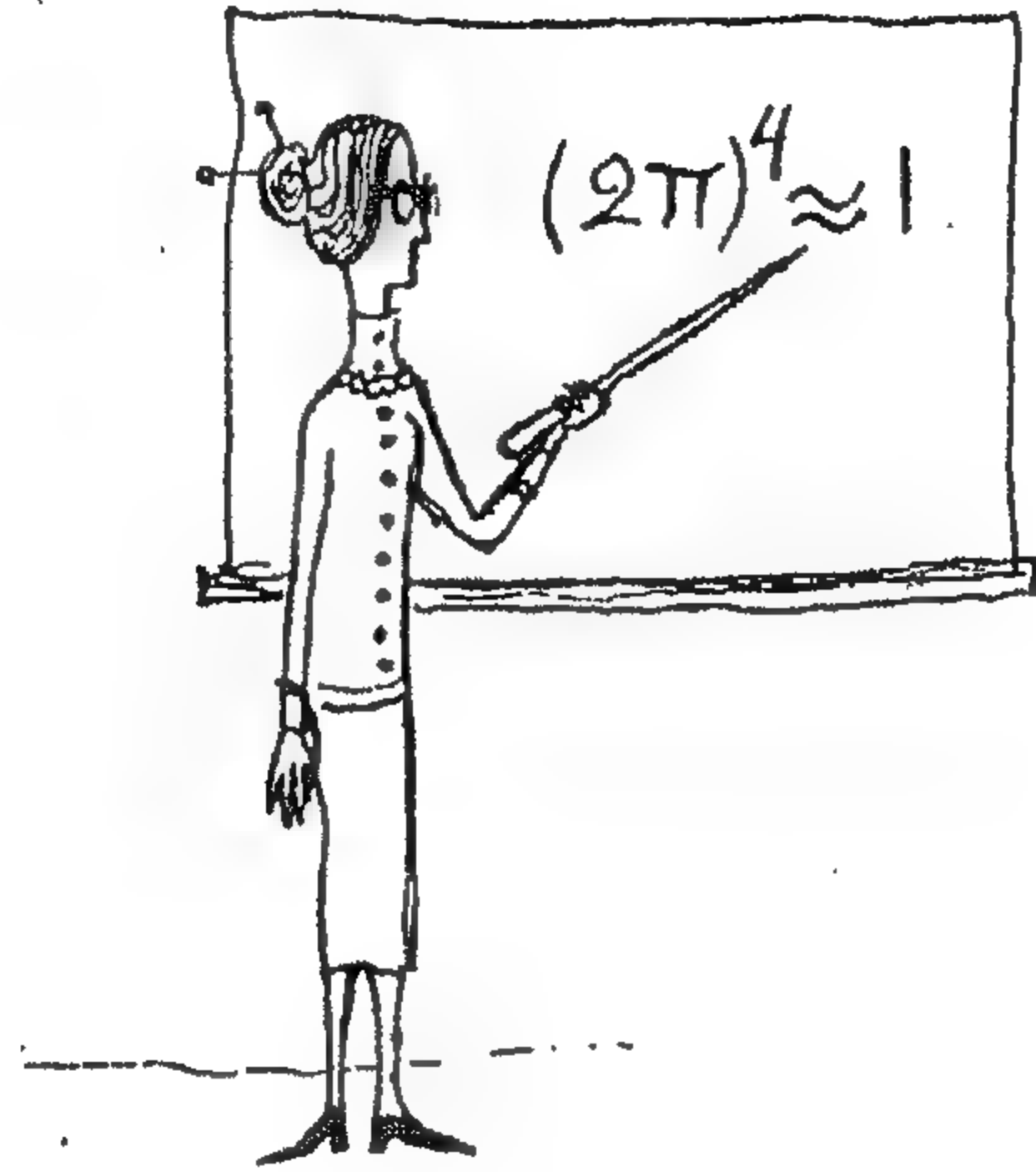
و

$$R_{\infty} = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 = \frac{e^2}{2a_0} = \frac{e^4 m}{2\hbar^2} \quad (٢٥ ب)$$

لا تظهر سرعة الضوء في أقصى الطرف الأيمن لهذه التعبيرات . بالإضافة إلى ذلك فالطول a_0 هو الطول الوحيد والطاقة R_{∞} هي الطاقة الوحيدة التي يمكن أن تكونها من الثوابت m ، h و e . وبما أن هذه الثوابت هي مكونات نظرية الميكانيكا الكمية الانسبية (غير المعروفة بعد لدى القارئ) فإنه يمكننا على هذا أن ندلل بأن كل طول محسوب من خلال النظرية يجب أن يكون مضاعفاً عددياً للمقدار a_0 ، وبالمثل كل طاقة يجب أن تكون مضاعفاً عددياً للكمية R_{∞} . (مضاعف عددي هنا يعني عدداً مستقلاً عن الثوابت الثلاثة ؛ ونحن نتوقع أن مثل هذه الأعداد في نظرية « معقولة » سوف تكون من « رتبة الوحدة ») .

٢٦ - من المحتمل أن يشعر القارئ بأن هذه « الاشتقاقات » مفرطة في الخيال . فأى قيمة هناك تلك التي يمكن أن تقوم على دليل مبنى على نموذج بوهر الذي أعلننا من قبل أنه خاطيء للغاية ؟ وإلى أى مدى نحن جادون لتقبل « الدليل البعدي » في البنود السابقة ؟ ألم يكن محتملاً أن يتبدل الثابت الذي من « رتبة الوحدة » والذي يعطى الطاقة الصحيحة بدلالة R_{∞} ليصبح شيئاً مثل 4711 أو أن يكون $(2\pi)^{-4}$ ؟ من الواضح أن مثل هذه الثوابت تشكل فرقاً لا بأس به في تقديراتنا .

والجواب هو أن هذا الاحتمال وارد إلى حد كبير ، ولكن المؤلف الخبير يعرف أنه لا يحدث بالفعل ؛
فالثابت يساوى الوحدة . فيما يختص بهذا النوع من « الإشتقاقات البسيطة » ، والتي غالباً ماتحدث في كتب
الفيزياء ، فالمتشكك يمكنه دائماً إبداء ملاحظة أن البراهين تبدو ذات فاعلية جيدة خاصة في كل الحالات التي
لها نتائج معروفة سواء أكانت نتائج تجريبية أو كانت نتائج لنظرية أكثر اكتمالاً .



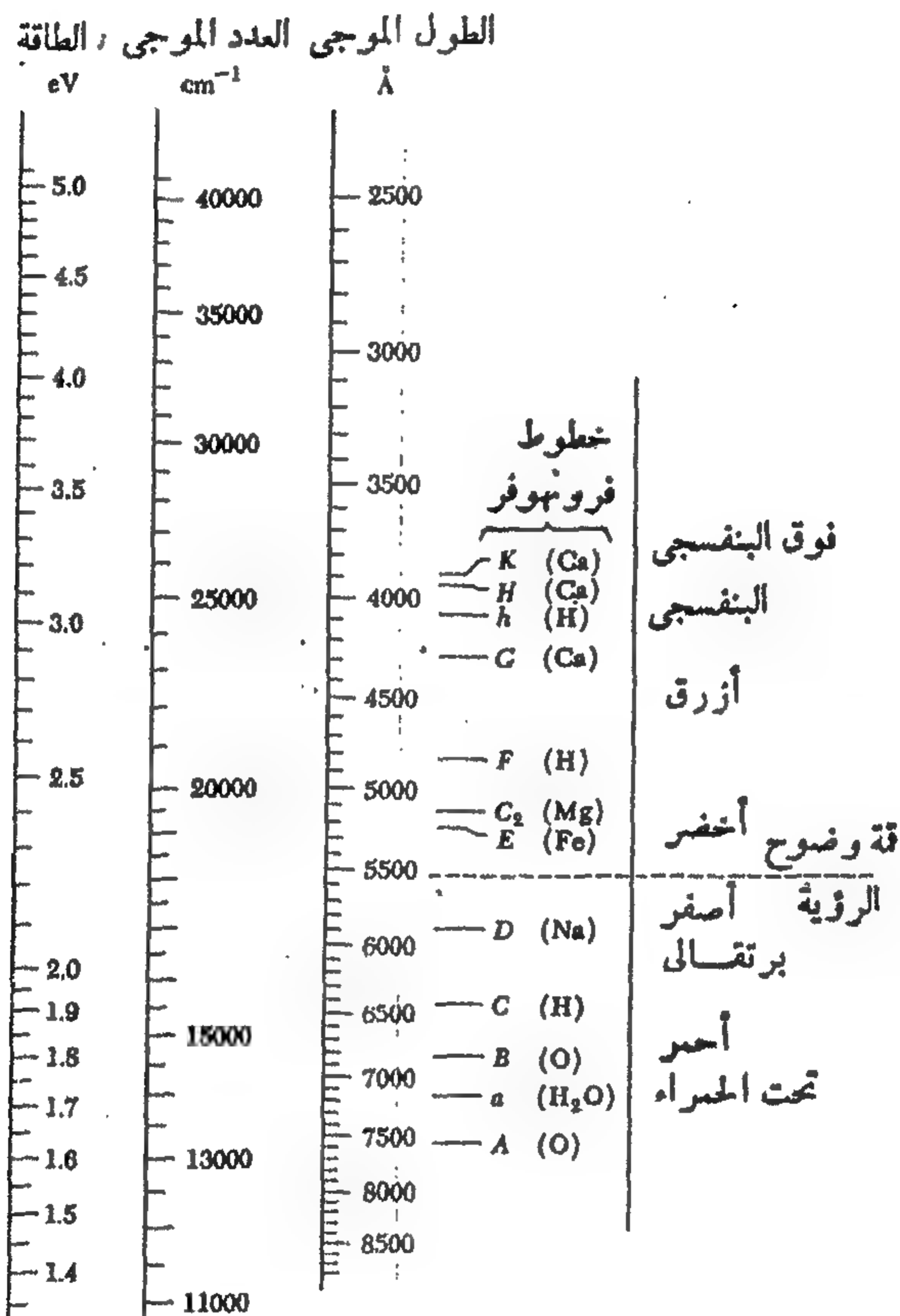
للدفاع عما سبق تقديمه فنحن نقول ما يلي : (i) نحن نرغب في تكوين صورة لرتبة الكبر في الفيزياء
الذرية والجزيئية . فبدلاً من مجرد أن نخبر القارئ أن طاقة التآين للهيدروجين هي 13.6 eV يجب أن نحاول
، ببطء هذا 13.6 eV بتمبيرات مكونة من الثوابت الأساسية . فن المستحسن أن تعرف أن 13.6 eV تساوى
 $\alpha^2 mc^2/2$ ، وأنه من الأفضل أن تعرف أن 0.53 Å تساوى $(\hbar/mc) (1/\alpha)$. ومناقشتنا
للكهرديناميكا الكمية وصلتها بذرة الهيدروجين تعطينا على الأقل بعض الفهم لكيفية تضامنها كلها مع بعضها .
وعلى وجه التأكيد فإن المؤلف ما كان ليقدم هذه الآراء مالم يكن لها نظير في النظرية الصحيحة . وعلى هذا
« فاشتقاقنا » مفيدة على الأقل كوسائل تذكير تقنية .

(ii) لا يمكن إنكار أن نظرية بوهر خاطئة ، وإن كان القارئ يعرف بلاشك أنها كانت ناجحة
في بعض الحالات ، على الرغم من فشلها الخطير في حالات أخرى . فالنظرية تحتوي إلى حد ضئيل على بعض
عناصر الحقيقة . فهي تقدم ثابت بلانك في الفيزياء ، وعلى هذا فهي تقدم علاقة بين الموضع و كمية الحركة
وهذا لم يحدث مطلقاً في نظرية كلاسيكية خالصة : شيئاً مثل $\hbar \sim mp$. ويمكن تبني وجهة نظر أن
دراستنا المبينة على نظرية بوهر كانت في الحقيقة اختباراً موضوعياً لعلاقة من هذا النوع : $\hbar \sim mp$
وفيما بعد سوف نستخدم هذه العلاقة بطريقة مختلفة ، وسوف نناقش طريقة لتقدير حجم وطاقة تآين ذرة
الهيدروجين على أساس من علاقة عدم التيقن . وفي نفس الوقت سوف نكتسب فهماً أفضل بكثير عن سبب عدم
انهيار ذرة الهيدروجين .

(iii) إن الدليل القائم على الأبعاد في بند ٢٥ قد يكون أكثر إقناعاً بدراسة جادة للمعادلة محددة
تصف ذرة الهيدروجين بناء على الميكانيكا الكمية ، مثال لذلك ما يسمى بمعادلة ثيرودنجر

(Schrodinger equation) . فبدون حل هذه المعادلة بالفعل يمكننا بسهولة تامة أن نستخلص أن أعداداً مثل 4711 أو $(2\pi)^{-4}$ لا يمكن أن تحدث. ولاستخلاص نتيجة من هذا النوع يجب بالطبع أن يكون لدينا بعض الخبرة بطبيعة حلول المعادلات التفاضلية . (معادلة شرودنجر معادلة تفاضلية) فالدلائل البعدية تعمل بطريقة أفضل عندما تكون مزوجة بفهم جيد للملامح العامة للنظرية .

ودليلنا البعدي البسيط هو تقديم لدلائل من هذا النوع . وقد أخبر القارئ أن النظرية « الجيدة » موجودة ، ماهو العطاء الذي يمكن أن نتوقعه من هذه النظرية ؟ هذا هو السؤال الذي أثارناه وأجبنا عليه .



الطيف المجاور للضوء المرئي . وخطوط فريهوفر (Fraunhofer lines) هي خطوط امتصاص شهيرة (خطوط سوداء) في الطيف الشمسي . ويعطى العمود الأيسر التسمية القديمة بالحروف لهذه الخطوط ، ويبين العمود الأيمن الرمز الكيميائي للميز للذرة أو الجزيء المسبب لهذا الامتصاص .

وتخصيص الألوان لمناطق الطيف المتعددة هو بالطبع تقريبي فقط . لاحظ أن نقطة قوة وضوح الرؤية تقع عند حوالي 5500 Å .

٢٧ - لنستمر الآن في مناقشة الفيزياء الذرية ، ودعنا نحاول أن نحصل على فهم تقريبي لتركيب الذرات الثقيلة ، أى للحالات التي يكون فيها العدد الذري Z كبيراً . ولقد سمع القارئ بلاشك أن السحابة الإلكترونية التي تحيط بمثل هذه النواة لها تركيب صديق بمعنى ما ، وسوف نحاول أن نبني مناقشتنا على هذه الفكرة . دعنا نتخيل أننا نبني الذرة بدءاً من النواة العارية . ثم نضيف إلكترونات واحداً في المرة الواحدة . ماهي الشدة التي سوف يقيد بها الإلكترون الأول ؟

التعبير عن طاقة النظام تأخذ الآن الشكل

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 Z}{r} \quad (٢٧)$$

والتأمل اللحظي يبين لنا أن المناقشة الخاصة بحالة ذرة الهيدروجين مازالت سارية المفعول ، بشرط أن نستبدل ثابت التركيب الدقيق α بالقيمة αZ . وبقول آخر فإن الإلكترون الأول سوف يقيد عند طاقة قدرها

$$e_1 = -Z^2 R_\infty = -Z^2 (13.6 \text{ eV}) \quad (٢٧ ب)$$

وعند « مسافة » من النواة قدرها

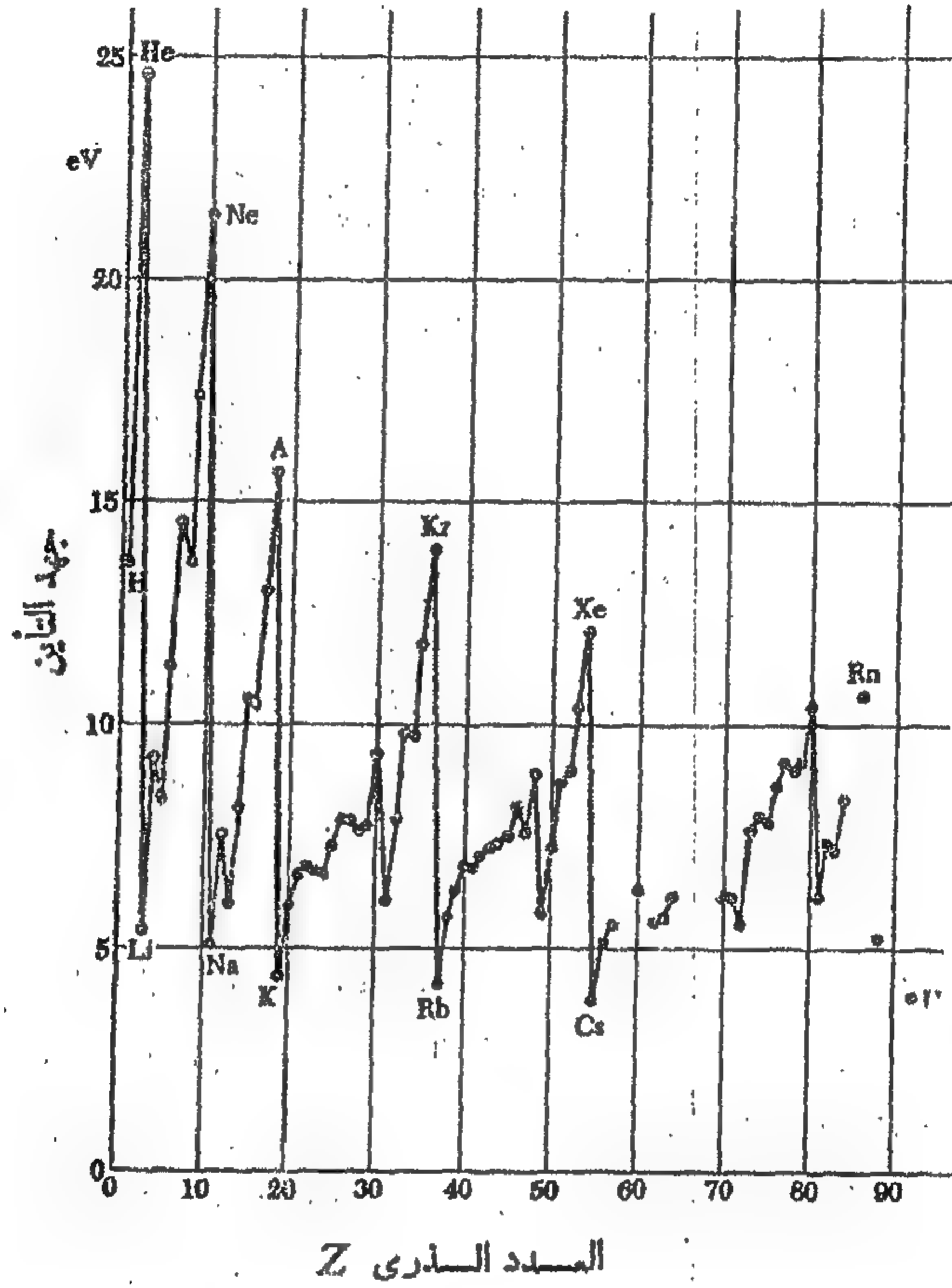
$$r_1 = \frac{a_0}{Z} \quad (٢٧ ج)$$

ولقيم Z الكبيرة تكون هذه المسافة صغيرة عند مقارنتها بنصف قطر بوهر a_0 في ذرة الهيدروجين . الإلكترون الذي تلى إضافته سوف يقيد أيضاً على مسافة صغيرة ، وتكون طاقة الترابط كبيرة بالمقارنة بطاقة تأين الهيدروجين ؛ أما قوة التنافر الكهرستاتيكية بين الإلكترونات فسوف تكون بلارب أقل Z مرة من قوة التجاذب للنواة . دعنا نعتبر الشكل الذي يبدو عليه الأيون بعد إضافتنا لعدد قليل من الإلكترونات . هذه الإلكترونات سوف تنحصر كلها خلال مسافة صغيرة من النواة ، وإذا كان هناك n من هذه الإلكترونات فإن الأيون يبدي مظهراً « لنواة » شحنتها $(Z-n)e$ خلف نطاق المسافة التي تنحصر خلالها الإلكترونات وعلى هذا فالإلكترون التالي سوف يكون بالضرورة مقيداً إلا إذا كان العدد $(Z-n)$ صغيراً ، ولكنه سوف يكون أقل ارتباطاً من الإلكترون الأول ، ويمكن على هذا أن نتصور بأن الإلكترونات المتتابة سوف تكون أقل فأقل ارتباطاً ، وبعد أن نكون قد أضفنا عدد $(Z-1)$ من الإلكترونات فإن الأيون يظهر كسحابة ذات شحنة قدرها e ، وذات حجم يقارب نصف قطر بوهر a_0 . وعلى هذا سوف تكون طاقة الربط للإلكترون الذي أضيف أخيراً من رتبة R_∞ ، أى من رتبة عشرة إلكترون فولت . والحجم النهائي للذرة سيكون من رتبة نصف قطر بوهر a_0 .

٢٨ - هذه بالتأكيد صورة تقريبية إلى حد كبير . لاحظ أننا لم نبرهن ولا حتى جعلنا ممكناً فكرة أن السحابة الإلكترونية ذات « تركيب طبق » . وكانت مناقشتنا على أي حال قائمة على تلك الفكرة ؛ ونحن « بنينا » الذرة بطريقة خاصة .

إنها حقيقة أنه لكي نفهم حقاً تركيب الذرات يجب علينا أن نلاحظ مبدأ أساسياً للفيزياء لم نذكره بعد والذي يعتبر غريباً تماماً على الفيزياء الكلاسيكية . والمبدأ معروف بمبدأ الاستبعاد . وينص على أنه لا يمكن

أبداً لإلكترونين أن يكونا في نفس حالة الحركة في ذرة ما . فالإلكترونات « تتحاشى » بعضها البعض . (هذا « التحاشى » شيء مختلف ، تماماً عن قانون كولوم (Coulomb) لتنافر جسيمين متماثلين الشحنة ولكن نفهم مبدأ الاستبعاد يتطلب منا معرفة بالميكانيكا الكمية) . فهذا المبدأ هو المفتاح لشرح التركيب الذري . ويرتب عليه نتائج عميقة الأثر ، وقد يكون الكون مختلفاً بدرجة لا يمكن تصورها إذا لم تراع الطبيعة هذا المبدأ . أن يكون الأمر على هذا النحو ليس بالتأكيد واضحاً عند هذه المرحلة .



شكل ٢٧ أ : رسم بياني يوضح جهود التأين للذرات مقابل العدد الذري . جهد التأين هو الطاقة اللازمة لانتزاع إلكترون واحد من الذرة المتعادلة . نحن نرى أن هذه الطاقة هي بالتقريب من نفس رتبة الكبر لكل الذرات ، أي من رتبة 10 eV .

والقارئ الملم ببعض الكيمياء سوف يلاحظ على الفور أن هناك ارتباطاً واضحاً بين مقدار جهد التأين والخواص الكيميائية للعنصر . ويكون جهد التأين على وجه الخصوص كبيراً للغازات الحاملة ، وصغيراً على وجه الخصوص للمعادن القلوية .



وولفانج باولي (Wolfgang Pauli) ولد عام ١٩٠٠ في فيينا بالنمسا ، وتوفي عام ١٩٥٨ . بعد انتهائه من رسالة الدكتوراه في الفلسفة في عام ١٩٢١ أمضى باولي بعض الوقت في جامعة جوتنجن (Göttingen) وفي معهد التكنولوجيا (ETH) في زيورخ بسويسرا . وقد تسلم جائزة نوبل في عام ١٩٤٥ .

وكان باولي واحداً من أعظم الفيزيائيين النابغين في هذا القرن . وقد قدم إسهامات هامة في مجالات كثيرة ، تمتد من التركيب الذري إلى نظرية المجالات الكمية والجسيمات الأولية . وقد تميزت أعمال باولي بالرؤية الفيزيائية الثاقبة وكذلك بالمهارة الرياضية الفائقة ، وقد كان معروفاً (ومرهوباً) كناقذ صارم للأفكار المبهمة . وربما يعتبر اكتشافه لمبدأ الاستبعاد والعلاقة بين اللف المغزلي والإحصاء من أشهر إنجازاته .

(صورة بالإذن من *Physics Today*)

وقد اكتشف وولفجانج باولي (Wolfgang Pauli) في عام ١٩٢٤ مبدأ الاستبعاد من تدبير الحقائق العملية للفيزياء الذرية كما كانت معروفة في ذلك الوقت .⁺

٢٩ - وعلى هذا تعتبر مناقشتنا ناقصة إلى حد بعيد ، ولكنها على أي حال تعطينا صورة ما عن طبيعة الذرات الثقيلة . وينتج عن هذه الصورة أن الانتقالات في الحالة الحركية للإلكترونات الخارجية (قصية البعد عن النواة) أو الإلكترونات الضوئية سوف تتضمن طاقات من رتبة الإلكترون فولت ، والتي تناظر تقريباً الأطوال الموجية للفوتونات المنبعثة في المنطقة الضوئية ، أي في فترة الطاقة $1.8 - 3.0 \text{ eV}$ ، أي فترة الطول الموجي $4000 - 7000 \text{ \AA}$. أما الإنتقالات التي تتضمن الإلكترونات الداخلية فإنها بالمقارنة تناظر طاقات أكبر بكثير ، قد تصل إلى 70 keV ($= 70,000 \text{ eV}$) ، أي تناظر أطوال موجية تنخفض إلى 0.2 \AA . فهذه الفوتونات تقع في نهاية المنطقة فوق البنفسجية أو في منطقة أشعة X . وتتوقف طاقات الانتقال هذه على العدد الذري Z كما هو مبين بالمعادلة (٢٧ ب) .

نلاحظ أن حجم الذرة النقطي الذي هو في حدود 1 \AA يعتبر صغيراً بالمقارنة بالطول الموجي للفوتونات الضوئية . هذا الأمر هو أحد النتائج المترتبة على صغر ثابت الترابط α . ولكي نتبين ذلك علينا أن نطبق الإعتبارات التالية : فطاقة الترابط للإلكترون الضوئي تكون من رتبة $\alpha^2 mc^2$. وطاقات الانتقال المميزة للإلكترونات الضوئية هي من نفس رتبة الكبر ، بالتأكيد لا يمكن أن تكون أكبر . ويكون انتقال واحد من الإلكترونات الخارجية بين حالتين شبه مستقرتين مصحوباً بأنبعاث أو امتصاص فوتون ذي طاقة مساوية للفرق في الطاقة بين المستويين ، وعلى هذا يكون الطول الموجي المناظر لهذا الفوتون من رتبة

$$\lambda_{\text{opt}} \sim \frac{2\pi\hbar c}{\alpha^2 mc^2} = \frac{2\pi a_0}{\alpha} \approx 1000 a_0 \quad (٢٩)$$

الأمر الذي يفسر رتبة كبر نسبة الطول الموجي إلى حجم الذرة .

٣٠ - لقد اكتسبنا الآن فهماً لا بأس به عن رتب الكبر الهامة فيما يختص بالفيزياء الذرية ، دعنا الآن نحاول شيئاً بخصوص الجزيئات . والمسألة الحاسمة هنا هي أن نفهم الارتباط الجزيئي ؛ لماذا تكون الذرات في بعض الأحيان جزيئات مستقرة وفي حالات أخرى لا تكون مثل هذه الجزيئات ؟ إن فهم حقيقة هذه المسائل يتطلب طرقاً أكثر تطوراً من التي استخدمت في حالة الذرات . يمكننا على أي حال محاولة الإجابة على جزء صغير من السؤال العام ، وقد نتساءل : بفرض أن الذرات تكون بالفعل جزيئات مستقرة في بعض الحالات ما هي طاقة الترابط المميزة وما هي المسافة البينية المميزة لذرتين في جزيء ؟

دعنا نفترض أبسط الحالات ، على وجه التحديد جزيء (الهيدروجين) الذي هو حالة ترابط بروتونين وإلكترونين . ونحاول تقدير طاقة الترابط والمسافة الفاصلة بين النواتين من خلال دليل مبني على الأبعاد ؛ وعلى هذا يخص دليلنا تلك الحالات المثل التي يتم فيها الترابط كما هو الحال في جزيء الهيدروجين .

⁺ W. Pauli, "Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren," *Zeitschrift für Physik* 31, 765 (1925). (+)

حيث أن البروتون أثقل بكثير من الإلكترون ، فإن حركة البروتون لا تلعب دوراً أساسياً في تحديد الحالة الأرضية لجزء الهيدروجين . وكتقريب أولى يمكن للمرء في الحقيقة أن يعتبر أن البروتونين ساكنين عند مسافة انفصال d ، وأن هذين البروتونين محاطان « بسحابة » الإلكترونين . فإذا تصورنا أن طاقة الحالة الأرضية للإلكترونين دالة في المسافة d الفاصلة بين البروتونين ، فإن هذه الطاقة سوف تتخذ أصغر قيمة لها عند قيمة معينة للمسافة d ، ويكون لدينا جزء مستقر عند هذه الطاقة . مسألتنا هذه تقع خارج حدود النظرية النسبية ، وحيث أننا اعتبرنا أن البروتونات لانهائية الثقل فإن الثوابت المتاحة هي فقط m ، \hbar و e . عندئذ تكون الطاقة « الطبيعية » الوحيدة هي R_{∞} والمسافة « الطبيعية » الوحيدة هي نصف قطر بوهر a_0 . هاتان الكميتان يجب إذن أن تكونا ميزتين للجزء . ودراسة متأنية تؤكد هذا التوقع الذي هو أيضاً على وفاق مع الحقائق التجريبية . فطاقة الترابط الفعلية لجزء الهيدروجين حوالى 4.5 eV كما أن متوسط انفصال البروتونين في حدود 0.75 \AA .

تعتبر هذه القيم نموذجية للجزئيات على وجه العموم ؛ فطاقات الترابط الجزيئية تقع في حدود $10 \text{ eV} - 1$ والمسافات البينية للأنوية تقع في حدود واحد أنجستروم ، أى في حدود 10^{-8} cm .

نفس « الآلية » التى تؤدي إلى ترابط الجزيء هي التى تؤدي إلى الترابط في المواد الجامدة ، والمسافة البينية المألوفة بين ذرتين متجاورتين في المادة الجامدة هي أيضاً في حدود 1 \AA .

جدول ٣٠ أ خواص الجزيئات ثنائية الذرة المختارة عشوائياً إلى حد ما

الجزء	المسافة بين الأنوية A	طاقة التحلل eV
AgH	1.62	2.5
BaO	1.94	4.7
Br ₂	2.28	1.97
CaO	1.82	5.9
H ₂	0.75	4.5
HCl	1.27	4.4
HF	0.92	6.4
HgH	1.74	0.38
KCl	2.79	4.42
N ₂	1.09	9.76
O ₂	1.20	5.08

٣١ - هذه التقديرات تهيب لنا الآن فهماً لمقادير الطاقة المحررة أو التى تمتص في تفاعل كيميائي . فالعملية الأولية في تفاعل كيميائي هي أن جزيئين مختلفين أو أكثر يتصادمان ليكونا جزيئاً جديداً أو أكثر . والطاقة المصاحبة لإعادة مثل هذا الترتيب للذرات في جزيئات جديدة يجب أن تكون من رتبة طاقات الترابط الجزيئية النمطية أى في حدود $10 \text{ eV} - 1$ لكل عملية أولية . وعلى هذا تكون طاقات التفاعل الحجمي من رتبة $N_0 (1 - 10) \times 10^3 \text{ cal/mol}$ لكل جرام جزيئي أو على وجه التقريب $20,000 - 200,000 \text{ cal/mol}$

كشال على هذا يمكننا أن نصبر احتراق غاز الأكسوجين في جو من الكلورين ، تبعاً للتفاعل .



وتكون رتبة الكبر متوافقة مع تقديرنا .

٣٢ - توجد سمة طريقة تختص بالوحدات العيانية تستحق التعليق . لقد ذكرنا أن وحدات gm ، cm و sec تشير إلى الخصائص الإنسانية ، وعلى هذا فإننا لا نندش إذا كانت هذه الوحدات غير مناسبة على وجه الخصوص لمناقشة الذرات . إلا أن إحدى هذه الوحدات تبدو ، على أي حال ، في مكانه خاصة : على وجه التحديد الفولت كوحدة للجهد إذ أن الإلكترون فولت المشتق يكون « مناسباً تماماً للذرات » . أيكون هذا محض صدفة ؟

والجواب بالنفي . فقد اختيرت أصلاً وحدة الفولت بحيث تكون القوة الدافعة الكهربائية (EMF) للخلية الفولطية من رتبة واحد فولت . والحقيقة أن القوة الدافعة الكهربائية لخلية قياسية من الكاديوم - زئبق قريبة جداً من واحد فولت . ونحن نعلم أن عمل مثل هذه الخلية يتم على أساس التفاعل الكهركيميائي الذي يتم داخل الخلية ، فكل إلكترون يترك قطب التوصيل للبطارية يعني أن عملية كيميائية أولية يجب أن تكون قد تمت . وفي كل عملية كيميائية أولية تتحرر طاقة ولتكن $X \text{ eV}$ ، هذه الطاقة قد تتحول خارج البطارية إلى طاقة ميكانيكية أو حرارية . فإذا كانت القوة الدافعة الكهربائية للبطارية هي U فلا بد وأن نحصل على $Ue = X$ ، وبسبب الاختيار لوحدة الفولت تكون U من رتبة واحد فولت ، وبناء على ذلك فإن طاقة التفاعل الكهركيميائية النموذجية تكون من رتبة واحد إلكترون فولت .

هذا يشرح سر ملاءمة الإلكترون فولت كوحدة طاقة في الفيزياء الذرية والجزيئية ، فالفولت في الواقع هو « وحدة ذرية » !

حقائق الفيزياء النووية ذات الأهمية الجوهرية

٣٣ - البروتونات والنيوترونات هي لبنات بناء الأنوية . وتشترك البروتونات والنيوترونات في كثير من الخواص الفيزيائية الهامة ، وغالباً ماتتبر أن كحالتين مختلفتين لشحنة جسيم « وحيد » . يسمى بالنيوكليون (nucleon) . وعلى هذا يوجد النيوكليون على صورتين : « شحنة مشحونة » وهي البروتون وصورة متعادلة وهي النيوترون .^١

وعدد النيوكليونات A في نواة هو العدد الكتلي أو العدد النيوكليوني . ويعرف عدد البروتونات Z بالعدد الشحني ، أو ، بالعدد الذري عندما نتحدث عن الذرة المناظرة .

(+) تم اكتشاف النيوترون بواسطة شادويك (Chadwick) عام ١٩٣٢ .

[J. Chadwick, "The Existence of a Neutron," *Proceedings of the Royal Society (London)*, ser. A, 136, 692 (1932).]

وكتل البروتون والنيوترون هي

$$M_p = (1.00727663 \pm 0.00000008) \text{ amu} \\ = (938.256 \pm 0.005) \text{ MeV}/c^2 \quad (٣٣ أ)$$

$$M_n = (1.0086654 \pm 0.00000004) \text{ amu} \\ = (939.550 \pm 0.005) \text{ MeV}/c^2 \quad (٣٣ ب)$$

افترض نواة عددها الكتلي A وعددها الشحني Z . ولتكن كتلتها $M(A, Z)$. الكمية

$$\Delta(A, Z) = (ZM_p + (A - Z)M_n) - M(A, Z) \quad (٣٣ ج)$$

تسمى بالخلل الكتلي للنواة . هذه الكمية تكون موجبة وفي هذه الحالة يكون لها تعليل بسيط : وهو أن الكمية $\Delta(A, Z)c^2$ تساوي طاقة الترابط للنواة ، أو الطاقة اللازمة لتحطيم النواة تماماً إلى مكوناتها الأولية أي إلى بروتونات ونيوترونات .

إنها حقيقة عملية أن طاقة الترابط لكل نيوكليون هي على وجه التقريب نفسها لكل الأنوية المستقرة بمعنى أن :

$$\frac{\Delta(A, Z)c^2}{A} \sim 8 \text{ MeV} \quad (٣٣ د)$$

هناك بعض الاستثناءات المميزة بين الأنوية الخفيفة جداً ، وهناك أيضاً نقص ضئيل منتظم في متوسط طاقة الترابط مع زيادة العدد الكتلي A ، كما نرى في شكل ٣٣ أ .

٣٤ - ويجب أن يلاحظ القارئ أن قسم الكتل المدرجة في معظم جداول الكتل « النووية » تشير في الواقع إلى كتل الذرات المتعادلة المناظرة . فإذا كانت $M(A, Z)$ هي كتلة نواة و $\bar{M}(A, Z)$ هي كتلة الذرة المناظرة فإننا نحصل على

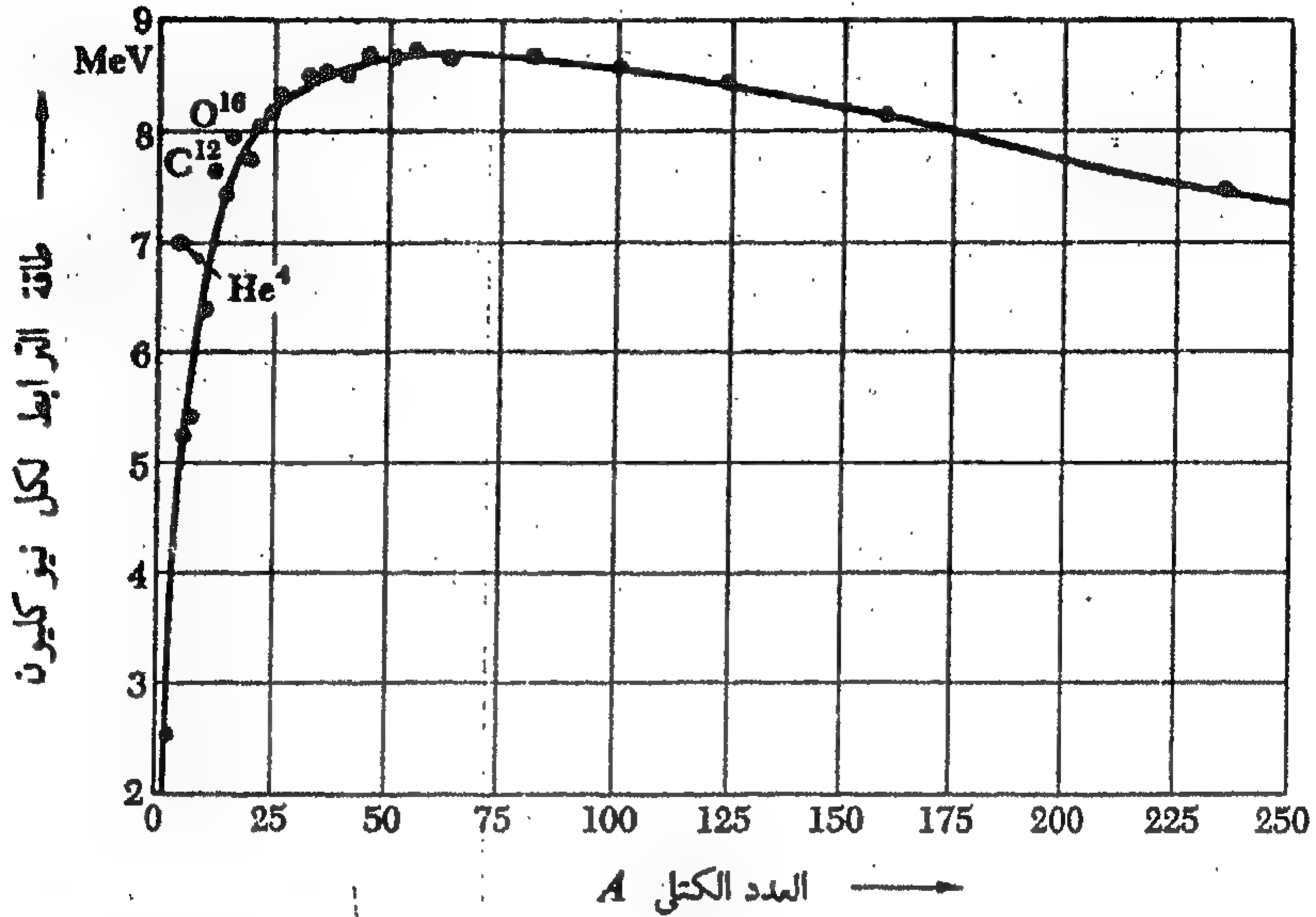
$$\bar{M}(A, Z) = M(A, Z) + Zm - B(Z) \quad (٣٤ أ)$$

حيث m هي الكتلة الإلكترونية ، وحيث تعبر الكمية الموجبة $B(Z)$ عن طاقة ترابط كل الإلكترونات في الذرة .

عندما نعتبر التوازن الطاقى في تفاعل نووى ، فلن يكون هناك فارق في معظم الحالات سواء استخدمنا الكتلة النووية الحقيقية أو الكتلة الذرية المصاحبة ، لأن مساهمة الكتل الإلكترونية تتلاشى إذا استخدمنا الأخيرة . وتعتبر طاقة الترابط $B(Z)$ صغيرة جداً عند مقارنتها بطاقة الترابط النووية التي تصل إلى 8 MeV لكل نيوكليون وعلى هذا يمكن إهمالها في أغلب الأحوال .

ويرجع السبب في تسجيل الكتل الذرية بدلا من الكتل النووية إلى أن الكتل الذرية يمكن قياسها بسهولة أكثر . وذلك من خلال تجارب انحراف في وجود مجال كهربائى ومجال مغناطيسى مجتمعين في جهاز معد خصيصاً لهذا الغرض ، ويسمى راسم طيف الكتلة ، ويمكننا تعيين نسب شحن الأيونات إلى كتلتها . هذا العمل الذى

ابتداءً ج ج طومسون (J. J. Thomson) وف . آستون (F. Aston) ، وأدى إلى معرفة دقيقة لعدد كبير من الكتل الذرية + .

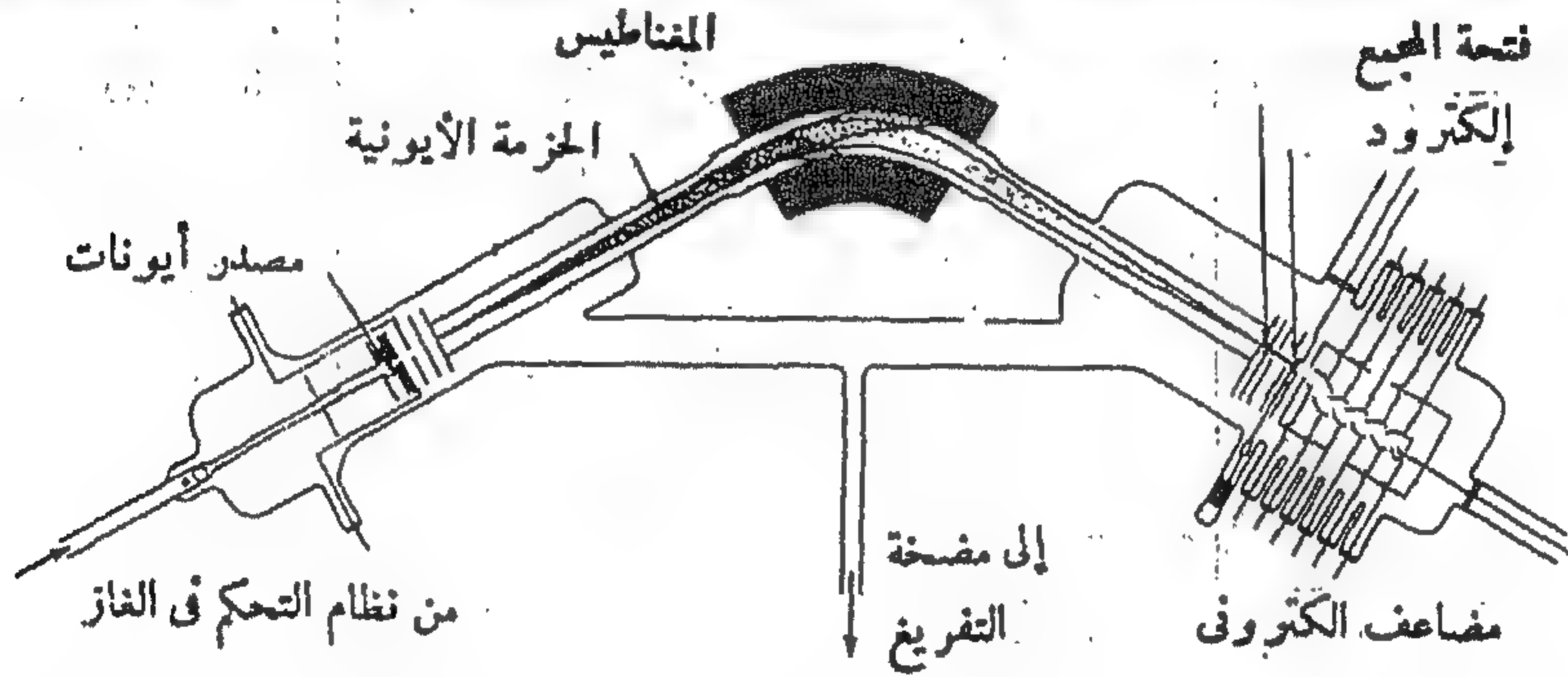
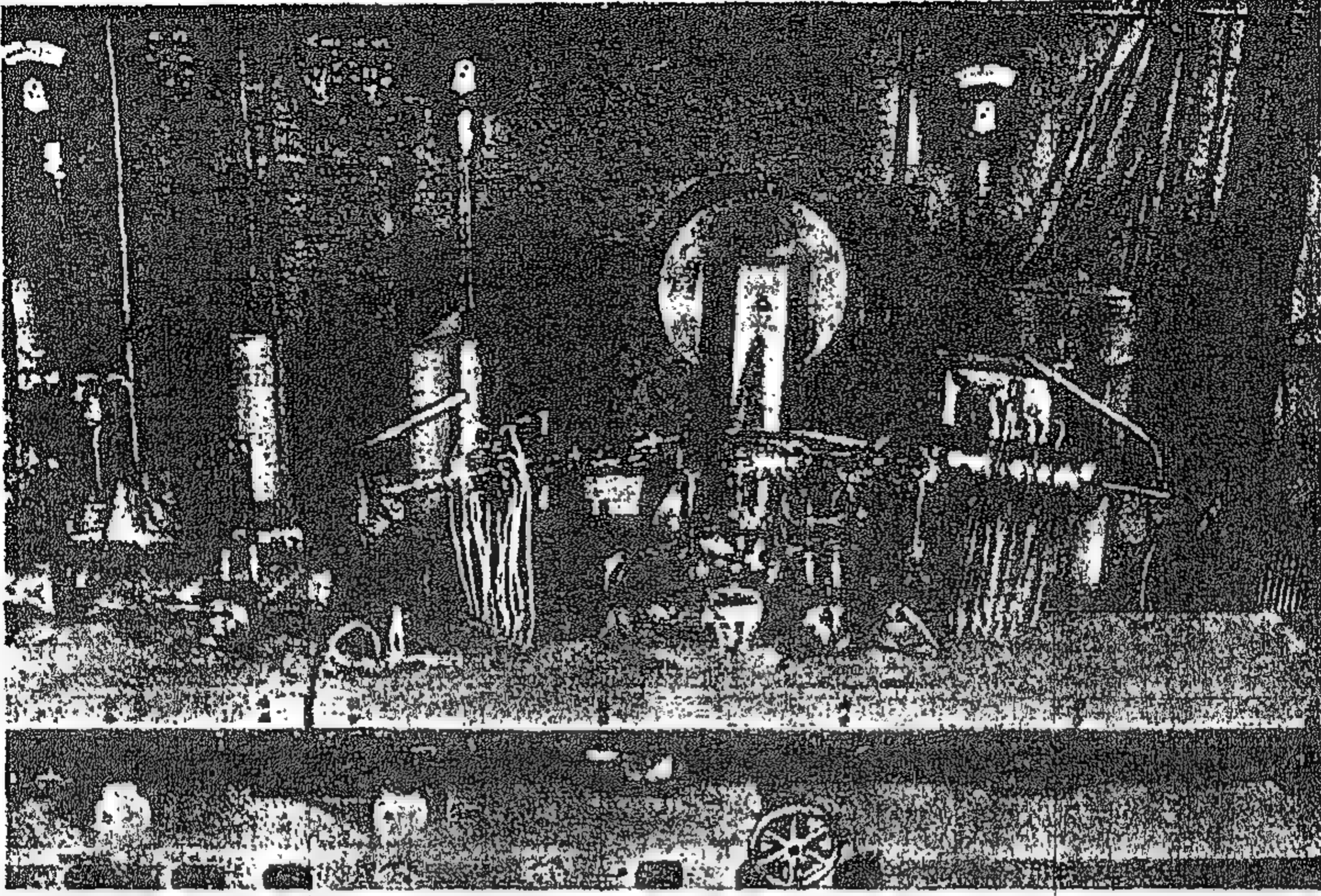


شكل ٣٣ أ رسم بياني يوضح طاقة الترابط لكل نيوكلليون $\Delta(A, Z)c^2/A$ مقابل العدد الكتلي A . وتشير النقط إلى أنوية خاصة ، بعض منها قد تحددت هويته . وعدم الانتظام الحادث للأنوية الخفيفة جداً لا يكون ممثلاً جيداً بالمنحنى الناعم ، ولكن لقيم $A > 25$ يكون المنحنى تمثيلاً دقيقاً للعقائد . طاقة الترابط لكل نيوكلليون هي على التقريب 8 MeV . وبزيادة العدد الكتلي تتناقص ببطء طاقة الترابط لكل نيوكلليون . هذا السلوك المنتظم هو نتيجة لطاقة التنافر الكهروستاتيكية للبروتونات داخل الأنوية .

يمكن أيضاً استخدام راسم طيف الكتلة لتحديد الوفرة للنظائر المختلفة في أحد العناصر الكيميائية المتكونة طبيعياً ، وبمجرد معرفة الوفرة يمكننا الحصول على معلومات حول الكتل « النووية » من الأوزان الذرية الكيميائية . أخيراً نحصل على معلومات حول الكتل النووية من دراسة كيميائياً التفاعلات النووية .

٣٥ - النسبة Z/A للعدد الشحني إلى العدد الكتلي تسلك سلوكاً منتظماً كدالة في العدد الكتلي A . وللأنوية غير الثقيلة جداً ، ولنقل لقيم A الأقل من 50 ، تقترب هذه النسبة من $1/2$ ، وكلما تزداد A تقل النسبة ببطء ؛ ولنظير اليورانيوم ${}^{238}_{92}\text{U}$ تأخذ القيمة $Z/A = 0.39$. ونلتقي مرة أخرى بنوع من عدم الانتظام لقيم A الصغيرة جداً ، فلهيدروجين على سبيل المثال له ثلاثة نظائر هي ${}^1_1\text{H}$ ، ${}^2_1\text{H}$ (ديتيريوم) ، و ${}^3_1\text{H}$ (تريتيوم) .

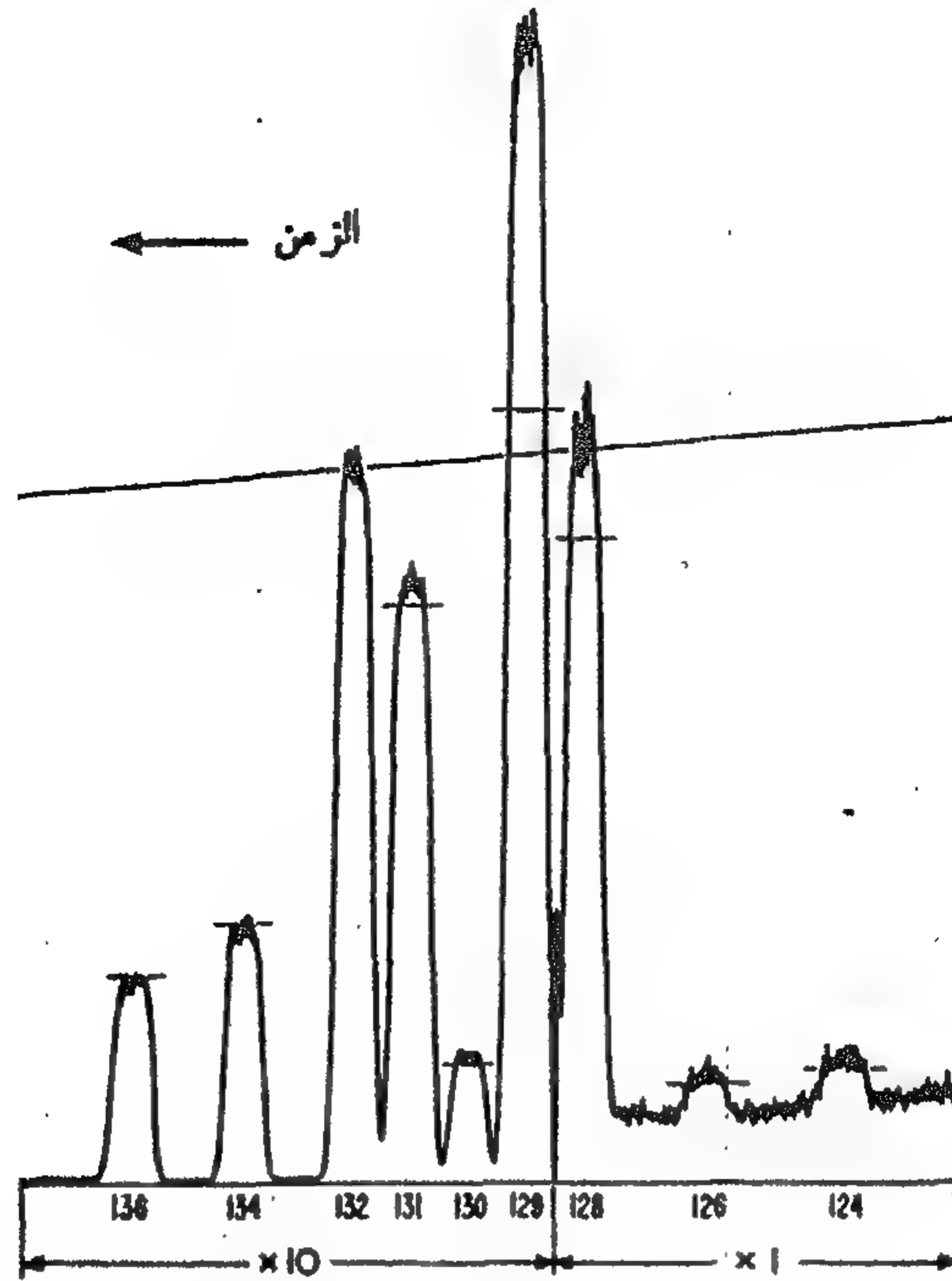
F. W. Aston, "Isotopes and Atomic Weights," *Nature* 105, 617 (1920). Also +
F. W. Aston, *Mass Spectra and Isotopes* (Edward Arnold and Company, London, 1942).



شكل ٣٤ - أ ب مطياف الكتلة المصمم لتحليل الغازات الحاملة من النيازك الحجرية . الغرض هنا ليس قياس الكتل الذرية بدقة ولكن تعيين الوفرة النسبية لنظائر العنصر (زينون) كما هي موجودة في النيزك . والناتج التي نحصل عليها يمكن أن تستخدم لتقدير عمر النيزك ، الأمر الذي له أهمية كبيرة في محاولتنا لفهم أصل وتطور النظام الشمسي . لوصف هذا العمل أنظر

J.H. Reynold, « The age of the elements in the solar system, » Scientific American 203, 171 (Nov. 1960) .

صورة الجهاز الموضحة بعاليه ، ومبدأ العمل يمكن فهمه بالرجوع إلى الرسم الموضح بأسفل . عينة الغاز الحامل التي تمرر من الجهة اليسرى في الغلاف الزجاجي المفرغ تتأين داخل المصدر الأيوني بعد قذفها بالإلكترونات ، وتمجّل الأيونات ثم تنحرف بواسطة المجال المغناطيسي المثبت في الوسط . (يمكن رؤية قطبي المغناطيس وملفاته في وسط الصورة) . وتنحرف النظائر المختلفة بدرجات مختلفة ، وبتغيير شدة المجال المغناطيسي يمكن قياس التيار الكهربائي المار خلال فتحة الجمع - الذي على اليمين - لكل نظير على حده . وتناسب وفرة النظير مع التيار . ومن أجل الحصول على تجميع جزئي لحزم الأيونات يكون المجال المغناطيسي على شكل إسفين . (التوضيحات بالأذن من Prof. J. D. Reynolds, Berkeley) .



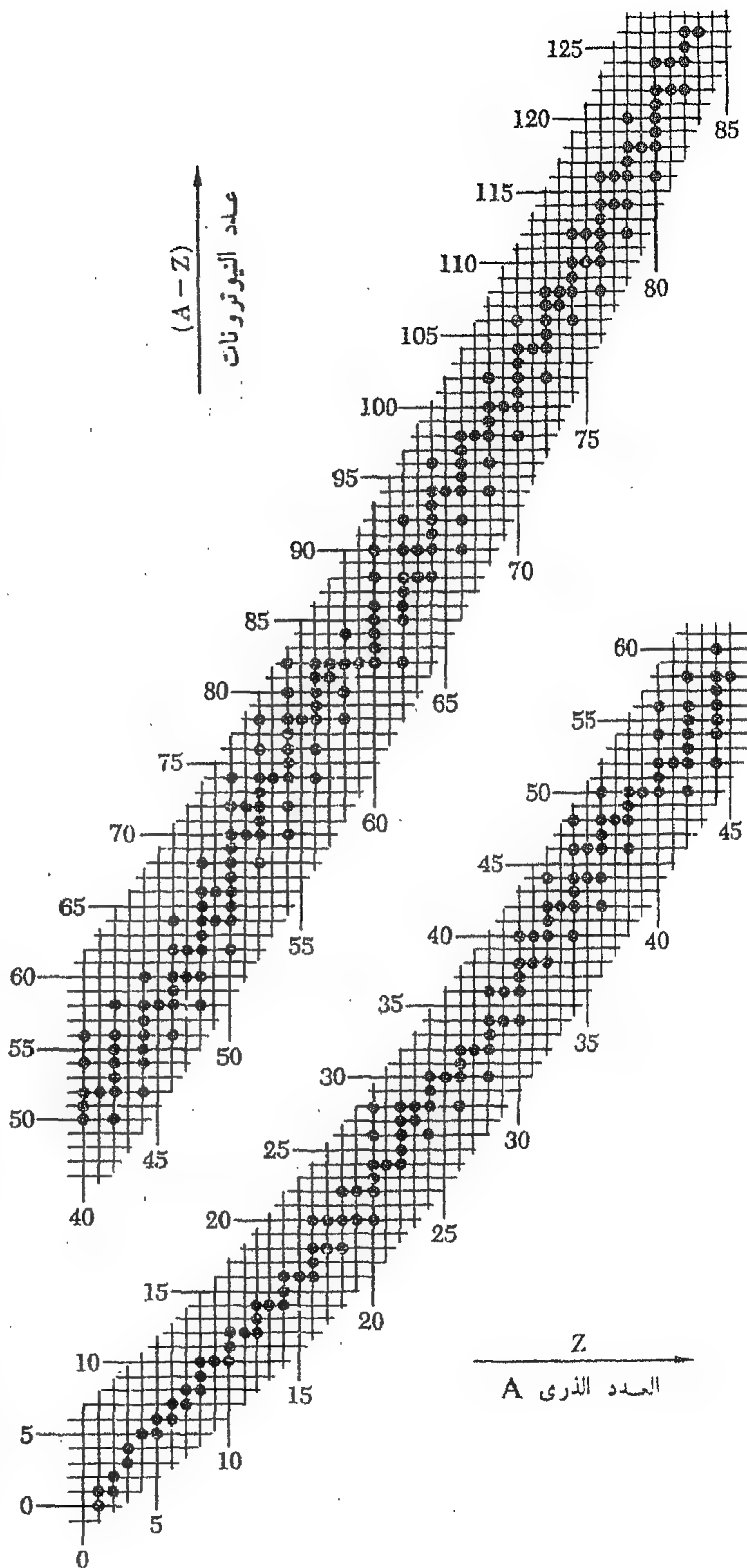
شكل ٣٤ ج طيف كتلي مسجل بواسطة الجهاز المين في شكل ٣٣ أ - ب
لعنصر الزينون المستخلص من نيزك حجري . الشكل مأخوذ من ج . هـ
رينولدز (J. H. Reynolds) ، « تحديد عمر العناصر » ، *Physical Review Letters* 4, 8 (1960) وتبين الشرط الأفقية القصيرة الوفرة
النظائرية لعينات أرضية لعنصر الزينون ، وكما فرى ، فان عينة النيزك
غنية بالنظير Xe^{129} . لاحظ أن الشكل مرسوم على مقياسين رأسيين
مختلفين . (بالأذن من *Physical Review Letters*)

بعض الأنوية تكون في حالة مستقرة ، ويكون البعض الآخر في حالة غير مستقرة إذ تضمحل من خلال إشعاع جسيمات أو أشعة جاما . وعلى هذا فإن أغلب الأنوية الموجودة حالياً إما أن تكون مستقرة تماماً أو أن تكون أزمنة أعمارها طويلة جداً ، حيث أنها إن لم تكن كذلك لكانت قد اضمحلت في مرحلة زمنية مبكرة من تاريخ الأرض وانتهت إلى عدم . أما الأنوية المتكونة في التفاعلات النووية فقد تكون أزمنة أعمارها قصيرة جداً ، أي تبلغ بضعة أجزاء صغيرة من الثانية . وعندما يكون زمن العمر قصيراً جداً فأننا غالباً ما نتحدث عن وجود حالة مثارة للنواة ، خاصة إذا ما حدث الاضمحلال خلال انبعاث أشعة جاما ، وفي هذه الحالة تبقى قيمتا كل من Z و A ثابتة .

هناك في الوقت الراهن حوالى 900 نواة معروفة ، منها حوالى 280 نواة مستقرة . فإذا رسمنا هذه الأنوية في مستوى (Z, A) ، فإن النقاط التي تمثل الأنوية المنفردة تميل إلى التجمع على شكل منحنى ناعم ، مما يتفق مع ما ذكرناه آنفاً . (أنظر شكل ٣٥ أ) . وكلما أزيحت النواة بعيداً عن « المنحنى المركزى » كلما أصبحت أقل استقراراً .

شكل ٣٥ أ أنوية مستقرة وأخرى وشبكة الاستقرار. كل الأنوية المعروفة المبينة بالشكل لها أبعاد نصف أكبر من 5×10^{10} سنة. هذه النهاية الصغرى قد تم اختيارها لأنها حوالى عشرة أضعاف العمر التقديرى للنظام الشمسى، والأنوية التى يتضمنها الشكل تكون على هذا طويلة العمر حتى بمقياس الزمن الجيولوجى. ويمثل الاحداثى الرأسى فى هذا الشكل (المكون من جزئين) عدد النيوترونات $(A - Z)$ ويمثل الاحداثى الأفقى العدد الذرى Z . ويبدو من الوهلة الأولى أن الأنوية تتجمع حول منحنى ناعم. بالنسبة للأنوية الخفيفة يكون عدد البروتونات مساويا تقريبا لعدد النيوترونات، ولكن مع زيادة العدد الذرى تكون الزيادة فى عدد النيوترونات أسرع.

أما ظهور نمط الأنوية على هيئة درج فينبثق من حقيقة أن استقرار النواة يتوقف على ما إذا كان عدد البروتونات وعدد النيوترونات زوجيا أو فرديا، كما يلى: الأنوية الزوجية - الزوجية تكون أكثر استقرارا أما الأنوية الزوجية - الفردية (والفردية - الزوجية) فتكون أقل استقرارا، فى حين أن الأنوية الفردية - الفردية غالبا ما تكون غير مستقرة، ويجب على القارئ أن يدرس الشكل باتقان حتى يرى كيف تؤكد هذه القواعد ذاتها. يوجد عدد قليل جدا من الأنوية الفردية - الفردية على الشكل البيئى. كما توجد عند بعض أعداد النيوترونات وعند بعض أعداد البروتونات « فجوات » مناظرة لغياب الأنوية المستقرة. لاحظ أن هذه الحالات تحدث دائما عندما يكون عدد البروتونات أو عدد النيوترونات فرديا.



٣٦ - لقد وجد بالتجربة أن النواة حجماً محدداً تماماً ويمكن اعتبارها كرة من مادة نووية نصف

قطرها

$$r \cong r_0 A^{1/3} \quad \text{where } r_0 = 1.2 \times 10^{-13} \text{ cm} = 1.2 \text{ fermi} \quad (٣٦ أ)$$

(وغالباً ما نستخدم وحدة فيرمي (fermi) كوحدة أطوال في فيزياء الجسيمات الأولية ، ووحدة فيرمي 10^{-13} cm ، وقد استخدمت هذه الوحدة تكريماً للعالم أنريكو فيرمي (Enrico Fermi))

وحيث أن حجم النواة يتناسب مع r^3 ، فهو بالتالي يتناسب مع عدد النيوكليونات A طبقاً للتعبير (٣٦ أ) ، ونستخلص أن كثافة المادة النووية ثابتة تقريباً في الأنوية المختلفة .

وقد تم تحديد أحجام الأنوية ، كما يلخصها التعبير (٣٦ أ) ، من تجارب متنوعة + أكثرها تحديداً يتضمن قياس مساحة المقطع المستعرض الذي تعرضه النواة لحزمة من الجسيمات ذات الطاقة العالية في تجربة الاستطارة .

٣٧ - لنحاول الآن أن نذكر شيئاً عن طبيعة القوى التي تحفظ النواة كوحدة متماسكة ، وكل ما لدينا من الدلائل التجريبية يؤكد أن :

(i) القوة النووية ليست ذات طبيعة كهرومغناطيسية ، وبالمقارنة بالقوى الكهرومغناطيسية فإن القوى النووية تفوقها كثيراً في الشدة .

(ii) القوة النووية قصيرة المدى ، فعندما تزيد المسافة الفاصلة بين النيوكليونات عن 10^{-12} cm فإن القوة النووية النوعية تصبح ذات قيمة مهملة .

(iii) القوة النووية النوعية بين بروتونين هي نفس القوة بين نيوترونين . بالإضافة إلى ذلك فالقوة النووية بين بروتونين هي من نفس طبيعة القوة النووية بين بروتون ونيوترون ؛ ويمكن القول بأنهما نفس الشيء* ، على الرغم من أن هذا القول يتطلب بالفعل بعض التحفظ .

وتأتي الدلائل على صحة هذه النصوص الثلاثة من تجارب الاستطارة علاوة على الدراسة المنهجية للأنوية المستقرة والأنوية ذات النشاط الإشعاعي ومستويات طاقة أنظمتها ، وبخاصة النص الخاص بالمدى القصير للقوة النووية الذي يمكن التحقق منه كما يلي : نقذف نواة بروتونات معجلة إلى طاقات عالية بواسطة معجلات وندرس استطارة البروتونات من النواة . عندما يكون البروتون بعيداً عن النواة (أى أبعد من $10^{-11} - 10^{-12} \text{ cm}$) ، تكون القوة الوحيدة الفعالة هي قوة تنافر كولوم . ويمنع هذا التنافر البروتون من أن يقترب من النواة اقتراباً كافياً يسمح للقوة النووية بأن تصبح فعالة إلا إذا كانت طاقة البروتون عالية بدرجة كافية . فإذا كان النص الخاص بالمدى القصير للقوى النووية صحيحاً فإننا نتوقع أن البروتونات (أو جسيمات ألفا ، كما في تجربة رذرفورد Rutherford) ذات الطاقات غير العالية جداً سوف تستطير وكأنما قوة تنافر كولوم هي القوة الوحيدة الفعالة . ويمكننا على هذا اختبار النص (ii) من خلال تحليل مفصل لتجارب الاستطارة والخلاصة تكون كما ذكرنا .

* R. Hofstadter, "Structure of Nuclei and Nucleons" (Nobel address), Science 136, + 1013 (1962).



إنريكو فيرمي (Enrico Fermi) ولد عام ١٩٠١ في روما ، وتوفي عام ١٩٥٤ ، وتسلم شهادة الدكتوراه في عام ١٩٢٢ من مدرسة الطبيعة العليا في بيزا بإيطاليا . ثم أصبح أستاذاً للطبيعة النظرية بجامعة روما في عام ١٩٢٦ ، وترك فيرمي إيطاليا عام ١٩٣٨ . وبعد أن شغل منصب الأستاذية في جامعة كولومبيا ذهب إلى جامعة شيكاغو عام ١٩٤٢ ، حيث مكث بها لحين وفاته . وقد تسلم جائزة نوبل عام ١٩٣٨ .

أما إسهامات فيرمي في الفيزياء فإنها مذهلة من حيث اتساع مداها ولا يمكن لموجز قصير أن يفيد حقه . من باكورة أعماله يمكن أن نذكر ابتكاره لما يسمى بإحصاء فيرمي - ديراك للجسيمات (تم في نفس الوقت ومستقلاً عن ديراك الذي أدى نفس العمل) ، ونظريته الكمية الناجحة جداً عن اضمحلال بيتا . وكان عمله الرئيسي في مجالات الفيزياء النووية والجسيمات الأولية . ومن بين الموضوعات المتعددة التي درسها فيرمي يمكن أن نذكر النشاط الإشعاعي الاصطناعي ، النيوترونات البطيئة ، الانشطار النووي والتفاعلات المتسلسلة ، وتفاعلات بيون - نيوكلين البينية . كان فيرمي واحداً من الفيزيائيين القلائل جداً الذين أنجزوا أعمالاً بارزة في الفيزياء النظرية والتجريبية على السواء .

(صورة بالأذن من Professor E. Segrè, Berkeley)

حيث أن البروتونات جسيمات مشحونة فإنه يمكن التأثير عليها بقوى كهروستاتيكية ، كما أن بروتونين في نواة سوف يمارسان بالتأكيد قوى تنافر كولومية على بعضهما البعض . ومن الناحية العملية تكون القوى الكهرومغناطيسية هي القوى الوحيدة المؤثرة عند مسافات أكبر بكثير من 10^{-12} cm ، وتسود القوة النووية عند مسافات أصغر من ذلك . وتلعب بالفعل القوى الكهرومغناطيسية دوراً في التركيب وإن كان دوراً غير فعال .

في هذا الصدد يجب أن ينص صراحة على أن الإلكترونات لا تتأثر البتة بالقوى النووية النوعية ؛ فالقوى المنوية المؤثرة على الإلكترونات هي فقط القوى الكهرومغناطيسية .

٣٨ - دعنا نستطرد قليلاً حول حقيقة أن القوة النووية الشديدة هي قوة ذات مدى قصير . بناءً على ما نعتقد حالياً فإن السلوك العام لتلك القوة ، الفعالة بين نيوكليونين ، يكون ممثلاً بدرجة معقولة بدالة الجهد $U(r)$ ذات الصيغة

$$U(r) \approx C \left(\frac{b}{r} \right) \exp \left(- \frac{r}{b} \right) \quad (١٣٨)$$

يشترط أن تكون المسافة r الفاصلة بينهما أكبر من 10^{-13} cm ويعتبر الثابت b مقياساً لمدى القوة ؛ وقيمتها هي $b = 1.4 \times 10^{-13}$ cm أما الثابت C فيعبر عن شدة القوة . وطبيعة القوة عند المسافات الأقصر من 10^{-13} cm معقدة إلى درجة كبيرة كما أن فهمنا لها محدوداً جداً في وقتنا الراهن .

يجب أن نؤكد بأن دالة الجهد $U(r)$ لا تصف بدقة التفاعل بين نيوكليونين ولكنها تمثل بالفعل السمة الهامة الغالبة لهذا التفاعل وهي أن الجهد يتناقص أسياً مع المسافة .

دعنا نرى ما الذي يعنيه هذا في الحقيقة . عند المسافة $r = b$ نجد أن $U(b) = C/e$. (هذا الثابت يكون في حدود 10 MeV) . وعند مسافة $r = 10b = 1.4 \times 10^{-12}$ cm يؤول الجهد إلى : $U(10b) = (0.1C) \exp(-10) \sim 5 \times 10^{-6} C$. أما عند المسافة $r = 100b = 1.4 \times 10^{-11}$ cm فيصبح الجهد $U(100b) = (0.01C) \times \exp(-100) \sim 10^{-45} C$. ويمكننا أن نستخلص من هذا التمرين العددي أنه عندما تزيد المسافة الفاصلة بين نيوكليونين عن 10^{-11} cm ، فإن القوة النووية تكون ذات قيمة مهمة تماماً . وللأغراض العملية لا توجد قوة نووية بعد المسافة المذكورة .

يجب على القارئ أن يفكر بحرص حول هذه المسألة . فعند النظرة الأولى يبدو التعبير (١٣٨) مشابهاً لجهد كولوم . إلا أن العامل الأسى هو الذي يؤدي إلى الفروق الشاسعة بينهما . وتمريننا العددي قصدنا به أن نشعر القارئ بهذه الحقيقة .

وعلى هذا فإن القوة النووية النوعية بين الأنوية سواء في الجزيئات أو المواد الجامدة ليس لها وجود من الناحية العملية ، وفي مثل هذه الحالات تهيأ الفرصة للقوى الكهرومغناطيسية لكي تلعب دوراً أساسياً .

+ في الفصل التاسع سوف نقدم شرحاً نظرياً لصيغة دالة الجهد هذه .

أما عند المسافات الصغيرة $10^{-13} \text{ cm} \sim r$ ، فتكون القوة النووية النوعية أكثر شدة من القوى الكهرومغناطيسية وبذلك تؤدي القوى الأخيرة دوراً ثانوياً . أن يكون هذا هو الحال فأمر واضح مباشرة من حقيقة أن الأنوية موجودة . ففى حين أن قوى التنافر الكهروستاتيكية تحاول أن تفرق بين الجسيمات المشحونة فى النواة ، فإن القوى النووية تحاول أن تجمع بينها ، وتكون القوى النووية هى الغالبة لأنها الأكثر شدة .

٣٩ - بما أن طاقة الترابط النطية للنواة هى من رتبة 8 MeV لكل نيوكليون ، فإننا نتوقع أن تتضمن تحولات الأنوية طاقات فى حدود 1 MeV . وفى الحقيقة تقع الطاقات التى تنبعث بها الجسيمات المادية والفوتونات (أشعة جاما) من الأنوية فى المدى النطى 100 KeV إلى 10 MeV .

وعلى هذا فإن الطاقات التى تتضمنها التفاعلات النووية تكون على قدر من الكبر يختلف تماماً عن تلك الطاقات التى تتضمنها التفاعلات الكيميائية ، ومن هذا نستطيع أن نفهم مباشرة لماذا لا تتأثر الأنوية بالعمليات الكيميائية . وتكون الأنوية - من وجهة نظر الكيمياء والفيزياء الذرية - مجرد كرات صغيرة مشحونة ، صلبة ، ثقيلة وغير قابلة للإنقسام .

سبق أن استخلصنا عند مناقشتنا للذرات أن الطول الموجى للفوتون الضوئى يكون كبيراً عند مقارنته بقطر الذرة . وجدير بالملاحظة أن الوضع مماثل فى الفيزياء النووية . فإذا اعتبرنا أشعة جاما ذات الطاقة 1 MeV التى هى طاقة الانتقال النطية ، نجد أن قيمة الطول الموجى المناظر هى $1.2 \times 10^{-10} \text{ cm} = 1200 \text{ fermi}$ ، وهو مقدار كبير عند مقارنته بالقطر النطى للنواة .

القوى الثقالية والكهرومغناطيسية

٤٠ - يجب أن نوضح الآن لماذا نهمل القوى الثقالية فى مناقشتنا للذرات ، الجزيئات والأنوية . من أجل هذا الغرض سوف نحسب نسبة القوة الثقالية إلى القوة الكهروستاتيكية بين بروتونين . هذه النسبة لا تتوقف على المسافة بين البروتونين وبذلك نحصل على

$$\frac{M_p^2 G / r^2}{e^2 / r^2} = \frac{M_p^2 G}{e^2} = 8.1 \times 10^{-37} \quad (٤٠ أ)$$

حيث أدخلنا القيمة $G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^2 \text{ gm}^{-2}$ للتعبير عن ثابت الثقائل .

من هذا يتضح أن النسبة بين شدتى القوتين تكون صغيرة جداً جداً ، وفى وجود تفاعلات كهرومغناطيسية نتوقع أن تكون التأثيرات الثقالية مهملة تماماً . وقد تلعب القوى الثقالية دوراً فقط إذا كانت كل القوى المعروفة ليست ذات فاعلية ، بمعنى أن دورها يكون مقصوراً على الأجسام (الكبيرة) المتعادلة كهربياً والمتباعدة عن بعضها بمسافات كبيرة بالنسبة للمسافات الذرية النطية .

إن نظرية أينشتين للنسبية العامة هى نظرية هندسية بحتة للثقائل ، تتمتع بجمال عظيم وبناء داخلى متماسك . وعلى الرغم من المحاولات المتعددة من جانب أينشتين وآخرين إلا أنه لم يكن ممكناً حتى الآن إدماج قوى الطبيعة الأخرى بطريقة طبيعية فى نطاق هذه النظرية . وبذا تقف ظاهرة الثقائل منفصلة تماماً عن التفاعلات التى تحكم تركيب المادة على المقياس المجهرى ، ويبدو أن الثقائل ليس له علاقة البتة بالفيزياء المجهرية ،

وهذا هو سبب إهمال الشاغل في هذا الكتاب . ويجب أن يلاحظ القارئ أن النسبة المعطاة بالعلاقة (٤٠ أ) ليست سوى النسبة بين ثابت التجاذب في الوحدات المجهرية الطبيعية وثابت التركيب الدقيق . وليس لدينا مكان لمثل هذا العدد الصغير في نظرياتنا الحالية لفيزياء الكم . ولكننا نأمل أنه قد يتحقق في المستقبل وجود حلقة وصل بين موضوعي الفيزياء المجهرية والثاقلية المنفصلين ظاهرياً ، إلا أننا في الوقت الراهن لا نملك أية إشارة عن كيفية عبور الفجوة بينهما .

٤١ - دعنا نعتبر الآن شدة المجال الكهرستاتيكي عند مسافة من البروتون قدرها نصف قطر بوهر a_0 . بما أن a_0 تكون من رتبة كبر 10^{-8} cm ، وأن طاقة الجهد الكهرستاتيكية للإلكترون في ذرة الهيدروجين تكون من رتبة كبر 10 eV ، فن الواضح أن هذا المجال يكون من رتبة كبر $10^{11} \text{ Volts/meter}$ ، أو على وجه الدقة

$$E_{\text{atom}} = 5.14 \times 10^{11} \text{ volts/meter} \quad (٤١ أ)$$

ويعتبر هذا مجالا قوياً بالمقارنة مع أشد المجالات الكهرستاتيكية العيانية الممكنة والتي هي من رتبة كبر 10^7 Volts/meter ، ومن هذا نستنتج قبل كل شيء أن المجالات الكهربائية الخارجية التي يمكن أن تنتجها في المعمل سيكون تأثيرها على الذرات صغيراً ويكون تأثيرها على الأنوية مهملاً تماماً . وعلى الرغم من ذلك فإن هذه التأثيرات تكون ملحوظة ؛ فالمجال الكهربائي سوف يفصل كل خط من خطوط طيف الذرة إلى عدة خطوط من نفس التردد تقريباً . تعرف هذه الظاهرة على أنها أثر شتارك (Stark effect)

وحالة أن المجالات الكهرستاتيكية المؤثرة على الإلكترونات في داخل الذرة تكون كبيرة بالمقارنة مع المجالات الكهرستاتيكية التي يمكن تحقيقها عيانياً داخل المعمل يمكن فهمها مباشرة على النحو التالي : إن أحد الملامح الهامة للمجال الكهرستاتيكي (كما وصفته معادلات ماكسويل) أنه إذا حفظ هذا المجال داخل أي منطقة فارغة في الحيز ، فإن شدة المجال تتخذ أكبر قيم لها عند نقطة ما على الموصل . والموصلات على أي حال مكونة من ذرات ، فإذا ما أصبحت شدة المجال على الموصل مقاربة لشدة المجال الذي يحفظ الذرات مع بعضها البعض فإن الموصل سوف يبدأ في التفكك . وعلى هذا يعتبر التقدير (٤١ أ) النهاية العليا المطلقة للمجالات الكهرستاتيكية العيانية التي يمكن تحقيقها ، وفي الواقع العمل يحدث انهيار كهربائي قبل تحقيق هذه النهاية العليا بمرحلة كبيرة .

٤٢ - اعتبارات مماثلة تنطبق على المجالات المغناطيسية الاستاتيكية العيانية . فالمجالات التي يمكن الحصول عليها في المعمل يجب أن تكون بالضرورة ضعيفة بمعنى أن تأثيرها على تركيب الذرات لا يمكن أن يكون ذا أثر كبير جداً . ويحدث المجال المغناطيسي أيضاً انقساماً لخط الطيف إلى مركبات عديدة . وتعرف هذه الظاهرة على أنها أثر زيمان (Zeeman effect) .

لكي نحدد نهاية عليا للمجالات المغناطيسية التي يمكن تحقيقها عملياً علينا أن نعين المجال المغناطيسي الذي ينتج نفس كثافة الطاقة التي ينتجها مجال كهربائي من رتبة كبر $10^{11} \text{ volts/meter}$ ؛ مثل هذا المجال المغناطيسي يكون من رتبة كبر 10^7 جاوس . ويمكن بسهولة إنتاج مجالات مغناطيسية ثابتة في المعمل تصل شدتها إلى 50,000 جاوس ، أما المجالات التي في حدود 10^6 جاوس فيمكن إنتاجها لفترات

زمنية قصيرة . وتدلنا الإعتبارات الخاصة بالإجهادات الواقعة على الموصلات الحاملة للتيار الذي ينتج المجالات المغناطيسية على أنه ليس ممكناً أن تنتج مجالات استاتيكية أكبر من 10^7 جاوس ، حيث أن هذه الإجهادات يجب ألا تزيد عن النهايات المحددة بواسطة القوى التي تحفظ تماسك الذرات والجوامد مع بعضها البعض .

٤٣ - إذا نظرنا إلى شدة المجالات العيانية من وجهة نظر شدة المجالات الطبيعية في الكهرديناميكا الكمية ، فأننا نستخلص أنه حتى المجالات الكهربائية في الذرات تكون ضعيفة جداً . ويمكننا أن نعرف الوحدة الطبيعية لشدة المجال (كهربى أو مغناطيسى) على أنها شدة المجال الذى ينتج كثافة طاقة في الحيز مقدارها (طاقة سكون إلكترون واحد) / 3 (طول موجة كبتون للإلكترون) . هذه الوحدة لشدة المجال تساوى $4.0 \times 10^{17} \text{ volts/meter}$ والوحدة المناظرة للمجال المغناطيسى تساوى $1.3 \times 10^{13} \text{ gauss}$. وتتنبأ نظرية الكهرديناميكا الكمية بانحرافات واضحة عن معادلات ماكسويل في الفراغ عند شدة هذه المجالات ، على وجه الخصوص مبدأ التراكب الذى لا يصبح سارى المنعول ، ولا يمكن أن توصف المجالات الكهرمغناطيسية بمعادلات خطية . وبالفعل تتنبأ الكهرديناميكا الكمية بانحرافات طفيفة جداً عن الصفة الخطية عند المجالات الضعيفة جداً التى يمكن تحقيقها في العمل . هذه الانحرافات تكون على أى حال صغيرة جداً لدرجة أنها لا تمثل أهمية عملية على المستوى العياني ، وفي الحقيقة أنها لم تكتشف في التجارب العيانية حتى الآن . كما أن صغر المجالات العيانية - الذى يمكن في النهاية إرجاعه لصغر ثابت التركيب الدقيق α - عندما تقاس بالوحدات الطبيعية يمدنا بمفهوم معين عن السبب في أن معادلات ماكسويل الخطية تعتبر دقيقة من الناحية العملية .

فيما يتعلق بالشغل العددي

٤٤ - دعنا نقول شيئاً حول التقييم العددي لبعض الكميات الطبيعية المبر عنها نظرياً . قد يشعر القارئ أنه ليس هناك حاجة إلى ذكر شيء حول هذا الموضوع ؛ وأن الشغل العددي شر لا بد منه (خاصة في مسائل الواجب المنزلى) ، وأننا لا نتعلم فيزياء من مثل هذه التمارين الحسائية . غير أن ذلك ليس صحيحاً تماماً ، فهناك عمليات حسائية « رديئة » وأخرى « جيدة » . ويتطلب الأمر نظرة فيزيائية فاحصة لاختبار العمليات الحسائية الجيدة . دعنا نعتبر مثالا لنوضح الفرق بين العمليات « الجيدة » و « العمليات الرديئة » ، ففي الدراسة الخاصة بأدق تفاصيل الطيف لذرة الهيدروجين وجد أن الخطوط الطيفية التى تظهر كخط واحد في القياسات ذات القدرة الفقيرة على التفريق تتكون في الواقع من عدة خطوط متقاربة جداً عند استخدام قوة تفريق أعلى . وعلى هذا نقول أن الطيف له تركيب دقيق ، وفي الدراسة النظرية للتركيب الدقيق نصادف الطاقة E_f التى تميز الانفصال النمطى بين خطين من هذه الخطوط المتجاورة . هذه الطاقة تعطى نظرياً بالعلاقة

$$E_f = \frac{e^8 m}{32 \hbar^4 c^2} \quad (٤٤ أ)$$

والآن لا شك أنه اختبار « ردى » لو أردنا أن نقيم E_f بالتمويض عن قيم الثوابت الموجودة بالمعادلة (٤٤ أ) مباشرة من جدول ٢ أ ، فأولا قد يكون مملا للغاية أن نحسب e^8 و \hbar^4 ، ثانياً ، الصيغة (٤٤ أ) صيغة معتمدة للغاية ؛ فقبل إجراء الحساب لا نستطيع أن « نرى » من خلالها المقدار المنتظر لهذه

الطاقة ، فالصيغة كما هي عليه لا تدلنا على شئ " حول الطبيعة الفيزيائية لهذا التأثير . افترض أننا جمعنا
أولا الثوابت في المعادلة (٤٤ أ) في أقواس يحتوى كل منها على كمية ذات معنى متعارف عليه كما يلي :

$$E_f = \frac{1}{16} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{1}{2} mc^2 \right) = \frac{1}{16} \alpha^2 \left(\frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \right) = \frac{\alpha^2}{16} R_\infty \quad (٤٤ ب)$$

إذا نظرنا إلى التعبير الذى على أقصى اليمين نجد أن المقدار E_f الخاص بانفصال الخطوط في التركيب
الدقيق يكون أكثر شفافية : فهو تصحيح صغير للتركيب الإجمالى ذو قيمة نسبية تبلغ 10^{-3} ، فإذا
أردنا أن نحسب الطاقة E_f بوحدات الإلكترون - فولت فإن الحسابات تكون الآن بسيطة ؛ فاعلينا
إلا أن نصرب 13.6 eV في مقدار الثابت $\alpha^2/16$. وعلى هذا فنوضح أن عملية تجميع العوامل كما هي
في المعادلة (٤٤ ب) تؤدي إلى تبسيط الشغل العدى البحت ، كما أن التعبير (٤٤ ب) يلقى أيضاً
بعض الضوء على طبيعة الظاهرة نفسها ، بالمعالجة النظرية اللانسية البحتة لذرة الهيدروجين (في تقريب
كتلة البروتون اللانهائية) وبإهمال تأثيرات العزم الذاتى المغناطيسى للإلكترون لا يكون هناك تركيب
دقيق . لكى نرى هذا يجب أن نتذكر أن في مثل هذه النظرية تظهر فقط الثوابت e ، m و \hbar ولا تظهر c
فطاقة التآين R_∞ في الحقيقة لا تتوقف على c . وثابت التركيب الدقيق الذى يظهر في التعبير عن E_f
يكون على أى حال متناسباً عكسياً مع c ، وبذلك نحصل على $E_f = 0$ في التقريب اللانسى الذى فيه $c = \infty$.
يمكننا على هذا اعتبار E_f كتصحيح نسبى للتركيب الإجمالى . وعندئذ نتوقع أن يكون مقدار هذا
التصحيح له القدر $R_\infty (v/c)^2$ حيث v هي سرعة الإلكترون . وقد قدرنا قيمة السرعة v ووجدنا
أن $\alpha \sim (v/c)$ وعلى هذا فقد توصلنا إلى تعبير مشابه للمعادلة (٤٤ ب) فالتركيب الدقيق في الهيدروجين
هو على هذا تأثير نسبى .

٤٥ - وقد نشأ اسم « ثابت التركيب الدقيق » الثابت α تاريخياً من ترابطه مع شغل سمرفلد (Sommerfeld)
على التركيب الدقيق للهيدروجين ؛ فقد كان أول تعرف على أهمية الثابت α هو فقط من خلال
المعادلة (٤٤ ب) . ففى الوقت الذى قدم فيه بوهر نظريته عن طيف الهيدروجين لم يكن طبعياً أن تكتب
طاقة تآين الهيدروجين R_∞ على الصورة

$$R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 \quad (٤٥ أ)$$

ولكنها كتبت بالأحرى على الصورة

$$R_\infty = \frac{e^4 m}{2 \hbar^2} \quad (٤٥ ب)$$

ولهذا السبب لم تسم α « بثابت التركيب الإجمالى » والذى قد يكون أكثر ملاءمة . التعبير (٤٥ أ)
يجب أن يعتبر كتعبير « أفضل » للثابت R_∞ إذ أنه يعطينا رؤية أعمق في طبيعة الذرات . وكما
شرحنا فإن α هي ثابت الارتباط الأساسى بين المجال الكهرومغناطيسى والشحنة الأولية . والذرات
عبارة عن « تركيبات ضعيفة القيد » ذات إلكترونات « بطيئة » الحركة ، وذلك لأن α صغيرة بالنسبة
للوحة . لهذا السبب تقود النظرية اللانسية إلى تقريب جيد . والتصحيح النسبى يكون من رتبة $(v/c)^2$
أى من رتبة α^2 .

٤٦ - نأمل أن يكون المثال قد وضح بعض الشيء* الروح التي يجب أن يعالج بها الشغل العددي .
فنحن دائماً نحاول أن نتعرف على تجمعات من الثوابت يكون لها معنى فيزيائي في معادلاتنا ، وعلينا أن نجري
تجميع العوامل قبل القيام بالتقييم العددي لأي شيء* . من الواضح أن هذا التجميع يتطلب مقدرة على عمق
الرؤية ؛ ولا نستطيع أن نجريه بطريقة طبيعية موضوعية إلا إذا كنا نفهم طبيعة الظاهرة .

ومسائلنا للواجب المنزلي في هذا الكتاب لم يقصد بها مجرد تمارين في الحساب ، ولكن المقصود بها
أن يتألف القارئ مع رتب الكبر في الفيزياء الكمية ، والمقصود بها كذلك أن نعلم القارئ كيف يطبق
الأفكار التي ناقشناها في الكتاب على الحالات الفيزيائية الملحوسة .

موضوع متقدم : الثوابت الطبيعية الأساسية +

٤٧ - دعنا نتأمل السؤال المثير التالي : كم عدد الثوابت الأساسية المستقلة الموجودة حقيقة في
الطبيعة ؟

والفكرة من وراء هذا السؤال هي ما يلي : نظرياتنا الفيزيائية الراهنة تتضمن علاقات بين البارامترات
المميزة للأنظمة الفيزيائية . على سبيل المثال ، يمكن التعبير عن طاقة تأين الهيدروجين نظرياً بدلالة
الثوابت m ، e و h أو إذا رغبنا بدلالة الثوابت m ، c و α فإذا علمنا بالفعل الثوابت m ، e و h يمكننا
أن نتنبأ بمجهود التأين ، وعندئذ نختبر نظريتنا بمقارنة هذا التنبؤ بالنتيجة التجريبية . وبنفس هذا
الأسلوب فإن عدداً كبيراً من البارامترات الفيزيائية الأخرى يكون « مفهوماً من الناحية النظرية » ؛
إذ يمكن التعبير عن هذه البارامترات بدلالة عدد قليل من الثوابت الأساسية .

العبارة « مفهوماً من الناحية النظرية » يجب أن تفسر بشكل عام ، فنحن نعتبر أن الثابت مفهوم
من الناحية النظرية طالما كان باستطاعتنا أن نصيغ معادلة محددة تعين الثابت من ناحية المبدأ
بغض النظر عما إذا كانت قدراتنا الرياضية المحدودة كافية بالفعل لحساب القيمة العددية للثابت .

وتصنيفنا للبارامترات الفيزيائية إلى ثوابت أساسية وأخرى مشتقة هو من ناحية المبدأ أمر اختياري
للافاضة . فن الناحية العملية نحن نختار كثوابت أساسية تلك التي تظهر على وجه الخصوص بشكل « بسيط »
في معادلاتنا ، والتي تحمل تعميلاً فيزيائياً واضحاً ومعقولاً . ومن الواضح أنه أكثر معقولة أن نعتبر
ثابت التركيب الدقيق كثابت أساسي ، وطاقة تأين الهيدروجين كثابت مشتق ، عن أن نعكس الوضع
لهذين الثابتين .

فئة الثوابت المستقلة تكون على هذا بارامترات فيزيائية مختارة ترتبط ببعضها البعض نظرياً .
ونحن لا نملك فهماً لقيمها العددية : فكل واحد من هذه الثوابت يجب أن يحدد تجريبياً ، وسؤالنا يكون
معنياً بالقيمة الكبرى لعدد الثوابت المستقلة ، أي بعدد الثوابت التي يجب أن تكون معلومة قبل أن نستطيع
حساب كل البارامترات الفيزيائية الأخرى أو (التنبؤ) بها .

+ يمكن أن يحدد في القراءة الأولى .

ومن الواضح أن سؤالنا يكون ذا معنى فقط بالرجوع إلى نظرياتنا الفيزيائية الحالية . فالثابت الذي نعتز به اليوم كـ ثابت تجريبي يحتمل قد يمكن « شرحه » من خلال إطار عمل نظرية جديدة .

٤٨ - لكي توضح الوضع كما هو عليه الآن ، دعنا نحاول أن ندرج عدداً من الثوابت الأساسية :

(i) ثابت التركيب الدقيق :

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}$$

(ii) نسبة كتلة الإلكترون إلى كتلة البروتون :

$$\beta = \frac{m}{M_p} \cong \frac{1}{1836}$$

(iii) ثابت التفاعل بالوحدات الذرية الطبيعية :

$$\gamma = \frac{(M_p^2 G)/(\hbar/M_p c)}{(M_p c^2)} = 5.902 \times 10^{-39}$$

(iv) ثابت يميز شدة ما يسمى بالتفاعل الضعيف ، ذلك التفاعل الذي يكون مسؤولاً عن اضمحلال بيتا لكثير من الأنوية . بناءً على ما نعتقد ، حالياً فإن هذا التفاعل الضعيف ليست له علاقة بالقوة النووية الشديدة ، أو القوة الكهرومغناطيسية* أو قوى التفاعل ، فكل الظواهر التي تتضمن تفاعلاً ضعيفاً تبدو وكأنها تجسد لتفاعل أساسي (عالي) في الطبيعة ، وتتميز بثابت ارتباط واحد منفرد ، وشدة هذا التفاعل تكون حوالى 10^{-14} ضعفاً أقل من شدة القوة النووية .

(v) النسبة $m/m_p \sim 1/200$ هي نسبة كتلة الإلكترون إلى كتلة النيون . والميون (أو ميو - ميزون) عبارة عن جسم أولي لا يختلف عن الإلكترون بل في شكل إلا في كتلته الكبيرة . والدور الذي يلعبه الميون في خطة عمل الأشياء غالباً غير معروف تماماً .

(vi) أخيراً نحتاج إلى بعض الثوابت التي تصف التفاعلات القوية ، خاصة تلك التي تحتوي على القوى النووية الشديدة . وفي هذه الحالة يكون الوضع من الناحية النظرية غير واضح بالمرّة ، ونحن لا نعرف كم عدد الثوابت المستقلة التي يمكن أن توجد في مثل هذا النوع . وقد نعتبر الثابتين التاليين :

$$s_1 = \frac{(\text{كتلة الباي ميزون})}{(\text{كتلة البروتون})} \cong 0.15$$

$$s_2 = \frac{B_D}{M_p c^2} \cong 2.35 \times 10^{-3}$$

* لقد أثبت الدكتور عبد السلام الحائز على جائزة نوبل في العلوم الطبيعية عام ١٩٧٩ أن الطاقة النووية الحقيقية لا تختلف من حيث الأساس عن الطاقة الكهرومغناطيسية ، أي أنهما متماثلتان ، وأن هذا التماثل الخفي في الأحوال المادية يظهر في ظروف عملية ملائمة ، وقد ثبت بالتجربة عام ١٩٧٨ توحد القوة الكهرومغناطيسية بالقوة النووية الضعيفة بنسبة ١ : ١٠٠٠ كما تنبأت نظرية عبد السلام .

حيث $B_D = 2.23 \text{ MeV}$ هي طاقة الترابط للديوترون .

وقد انتقينا بطريقة اختيارية الثابت s_2 وذلك بسبب معناه الفيزيائي المباشر كثابت واحد يمكن ، ليصف شدة القوة النووية . وليس هناك شيء أساسي للغاية حول هذا العدد ولكننا يمكن أن نتصور أنه يعطينا بالفعل قياساً لشدة القوة وبمنطق آخر ، نحن نعتقد أن كل طاقات الترابط الأخرى يمكن من ناحية المبدأ أن يعبر عنها بدلالة s_1 و s_2 . في هذه الحالة يجب علينا حقيقة أن نتبنى وجهة نظر عامة للغاية حول ما نقصده « بالفهم النظري للأشياء » فنحن لا نعرف في هذه الحالة ما هي « المعادلة الصحيحة » ، كما أن أملنا في الإعتقاد بوجود مثل هذه المعادلة التي تتضمن فقط s_1 و s_2 لا يوجد ما يبرره على الإطلاق .

الحقيقة أنه عند كتابة هذا الجزء لم نستطع حقيقة أن نحسب نسب الكتل لجسيمات مثل ميزونات K^- نيوكليونات ، جسيمات لدا . ، إلخ . فليس لدينا نظرية أساسية للقيام بمثل هذا العمل ، وربما يجب علينا أن نضيف كل النسب الخاصة بتلك الكتل إلى قائمتنا . ومن ناحية أخرى ، فإنه من الممكن أن تتبقى في يوم ما نظرية يمكننا من خلالها أن نحسب كل بعض ، أو ربما كل الجسيمات المتفاعلة فيما بينها تفاعلاً قوياً ، وبناء على وجهة النظر المتفائلة للغاية فإن النظرية « الصحيحة » سوف تكون على أساس أن فيزياء التفاعل القوى لا تحتوي على ثوابت عملية ؛ كل شيء سوف يتم حسابه بما في ذلك الأعداد s_1 و s_2 . في الوقت الراهن ، على أي حال يجب أن نعتبر مسألة عدد الثوابت التي تميز التفاعلات البنية القوية مسألة مفتوحة على مصراعها .

٤٩ - لم ندرج بالقائمة ثابتاً تجريبياً محدداً ومتميزاً للغاية ، ألا وهو نسبة شحنة الإلكترون إلى شحنة البروتون . فبناء على تجربة أجريت بواسطة ج.ج. كنج (J.G. King) في عام ١٩٦٠ ، وجد أن هذه النسبة تساوي 1 — بدقة تبلغ جزءاً واحداً في 10^{20} . وبدقة مماثلة قاس كنج النسبة بين شحنة نواة الهليوم وشحنة البروتون ووجد أن هذه النسبة تساوي 2^* . هذه النتائج تعضد بشدة فكرة أن شحنة أي جسيم يجب أن تكون مضاعفاً صحيحاً لشحنة الإلكترون . هناك أكثر من دليل يؤيد هذه الفكرة ، إلا أن أيّاً منها ليس له في معظم الحالات نفس قوة الدليل الذي قلّمته قياسات كنج . وفي الحقيقة أن الفيزيائيين اعتقدوا في « تكميم الشحنة » منذ زمن بعيد ، إلا أنه لا يوجد على الرغم من ذلك فهم نظري لسبب كون كل الشحنات مضاعفات صحيحة لشحنة الإلكترون .

لماذا إذن لا ندرج الثابت (1 ± 10^{-20}) ضمن قائمتنا ؟ لأن نظريتنا تكون مضطربة إلى حد كبير إذا كان هذا الثابت لا يساوي بالفعل 1 — ونستطيع بهوء أن نتدبر احتمال أن الثوابت المدرجة بالفعل في القائمة تكون مختلفة قليلاً ؛ فهي ثوابت عملية فقط بهذا المعنى . قد لا تختل الكهرديناميكا الكمية إذا كان ثابت التركيب الدقيق أكبر من قيمته بمقدار واحد بالمائة ، فتقوانين الطبيعة كما نعرفها ، قد لا تتغير في أي نقطة أساسية غير أن الأمر يختلف بالنسبة إلى تكميم الشحنة ؛ فتركيب نظريتنا يتوقف على هذا المبدأ .

* نحن ننص هنا على نتيجة معقولة . فالذي أداه كنج بالفعل هو تحقيق أن جزيء الهيدروجين وذرة الهليوم متعادلتان في حدود الدقة المذكورة .

[J. G. King, "Search for a small charge carried by molecules," *Physical Review Letters* 5, 562 (1960).]

٥٠ - الكهرديناميكا الكمية كنظرية للذرات ، والجزيئات ، والمادة ككل ، تحتوي في جوهرها على ثابتين اختياريين أساسيين هما α و $\beta = m / M_p$ وما نعنيه بهذا النص هو أننا نعتقد أننا نعرف - من ناحية المبدأ - كيف تتوقف كل الكميات الفيزيائية في هذا المجال من الفيزياء على هذين الثابتين . فخواص الأنوية الذرية المختلفة تدخل فقط خلال الأعداد الصحيحة Z و A ، أما المميزات الفيزيائية الأخرى للأنوية فلها فقط تأثير « ضئيل » على الذرات ، والجزيئات وعلى كتل المادة .

ويكون النص على هذا ، تبسيطاً للوضع الحقيقي ، ولكنه من المتع أن نتابع هذه الفكرة ، فلوهلة الأولى قد تبدو وكأنها خاطئة ، إذ أن عدد « الثوابت الأساسية » المدون في جدول ٢ هو بالتأكيد أكثر من اثنين . ولكن يجب ملاحظة أن الثوابت المدرجة مبنية على أساس وحدات اختيارية تماماً (وحدات إنسانية) وأن قيمها العددية ليست لها أهمية مطلقة بالمرّة .

ولكى نفهم خواص المادة في جليتها يكون من الضروري عندئذ أن نميز بين الكميات الفيزيائية الأساسية وتلك التي تتوقف على الوحدات الاختيارية . ولنفترض على سبيل لمثال سرعة الصوت في بلورة . أن تسأل عن هذه السرعة بدلالة cm / sec ليس في حد ذاته سؤالاً « أساسياً » لأن الجواب يتوقف على التعريف الإختياري لكل من cm و sec . أما السؤال النظري القاطع فهو أن نسأل عن النسبة بين سرعة الصوت c وسرعة الضوء c ؛ ومن الواضح أن هذه الكمية لا تتوقف على المقاييس العيانية . ونحن نعتقد بحزم أن هذا العدد يكون ، من ناحية المبدأ ، قابلاً للحساب من خلال الكهرديناميكا الكمية .

٥١ - لكي نفهم المعنى الحقيقي للثوابت المدرجة في جدول ٢ أ دعنا نعتبر التعاريف الخاصة بنظام وحداتنا العيانية .

فالكيلو جرام قد عرف من خلال اتفاق دولي - على أنه كتلة قطعة معينة من المعدن محفوظة في باريس . ولكي نوضح أننا نعني هذه القطعة فقط فسوف نرمز لهذه الوحدة بالرمز $(\text{kg})_p$ « كيلو جرام باريس » ويعرف الجرام على أنه $(\text{gm})_p = (\text{kg})_p / 1000$

هذه القطعة من المعدن تحتوي على عدد معين من النيوكليونات وليكن n_1 نيوكليون وقية n_1 الدقيقة غير معروفة ولكن يمكننا تحديدها من ناحية المبدأ وذلك بأن نحصى عددها . إذا افترضنا الآن أننا نستطيع أن نحسب من خلال الفيزياء النووية ومن خلال نظرية التفاعلات القوية نسبة كل كتلة نووية إلى كتلة البروتون ، فإننا عندئذ نستطيع أن نكتب كتلة القطعة التي في باريس على الصورة

$$(\text{kg})_p = n_1 c_1 M_p = n_1 c_1 \beta^{-1} m \quad (٥١ \text{ أ})$$

حيث c_1 ثابت قريب من الوحدة ، يمكن تحديده من خلال حساباتنا . وبقول قاطع فإنه يعتمد بالفعل على α و β ، ولكن اعتماداً ضعيفاً . والعدد n_1 ، بالرغم من أنه غير معروف بدقة إلا أنه ثابت عددي تم اختياره من خلال اتفاق عالمي ؛ وأنه عدد النيوكليونات في القطعة .

٥٢ - بالنسبة للمتر يوجد ، أو بالأحرى قد وجد ، مقياسان . فالتر في المقياس القديم هو المسافة بين علامتين على قضيب معدني محفوظ في باريس ، وسوف نرمز لهذا المتر بالرمز $(\text{m})_p$ « متر باريس » . أما المقياس الجديد فهو ذو طبيعة « ذرية » . ويعرف بالمتر المناظر الذي نرمز له بالرمز $(\text{m})_a$ ، « المتر الذري » كضاعفات الطول الموجي لخط برتقالي محدد في طيف الكربتون ، والمضاعف المتفق عليه دولياً هو $n_2 = 1,650,763.73$.

الطول الموجي لخط الكريبتون البرتقالي هو شيء يمكن حسابه من ناحية المبدأ (وليس من الناحية العملية) ، ويمكننا أن نكتب هذا الطول الموجي على الصورة

$$\lambda = c_2 \alpha^{-2} \left(\frac{\hbar}{mc} \right) \quad (١٥٢)$$

حيث c_2 ثابت يعتمد اعتماداً ضعيفاً جداً على α و β . وهو في التقريب الأول ثابت عددي بحت ، وإذا كنا حاذقين في رياضيات الفيزياء الذرية لكان باستطاعتنا أن نجد هذا العدد .

وعلى هذا يمكن أن يكتب المتر الذري على الصورة

$$(m)_a = n_2 c_2 \alpha^{-2} \left(\frac{\hbar}{mc} \right) \quad (٥٢ ب)$$

٥٣ - أن تبني « المقياس الذري » للزمن يبدو وشيك الوقوع ، بالرغم من أن الثانية معرفة في الوقت الراهن تعريفاً فلكياً . دعنا على أي حال نستبق الأحداث ونفترض أن المقياس الذري قد أقر وأن الثانية قد عرفت بدلالة تردد انتقال معين في ذرة السيزيوم الذي يقع في منطقة ترددات الراديو . هذا التردد - الذي يمكن تفسيره على أنه تردد الترنج لكمية الحركة الزاوية المغزلية لنواة السيزيوم في مجال الإلكترونات المدارية - قد تم قياسه بدقة كبيرة ووجد أن قيمته (بدلالة الثانية الفلكية) هي :

$$\frac{1}{T_0} = \nu_0 = 9,192,631,770 \pm 10 \text{ cycles/sec} \quad (١٥٣)$$

والدقة في هذا العدد تمثل الدقة التي يمكن تحقيقها في قياس ترددات موجات الراديو . والتعبير النظري لهذا التردد يكون (تبعاً للكهرديناميكا الكمية) على الصورة

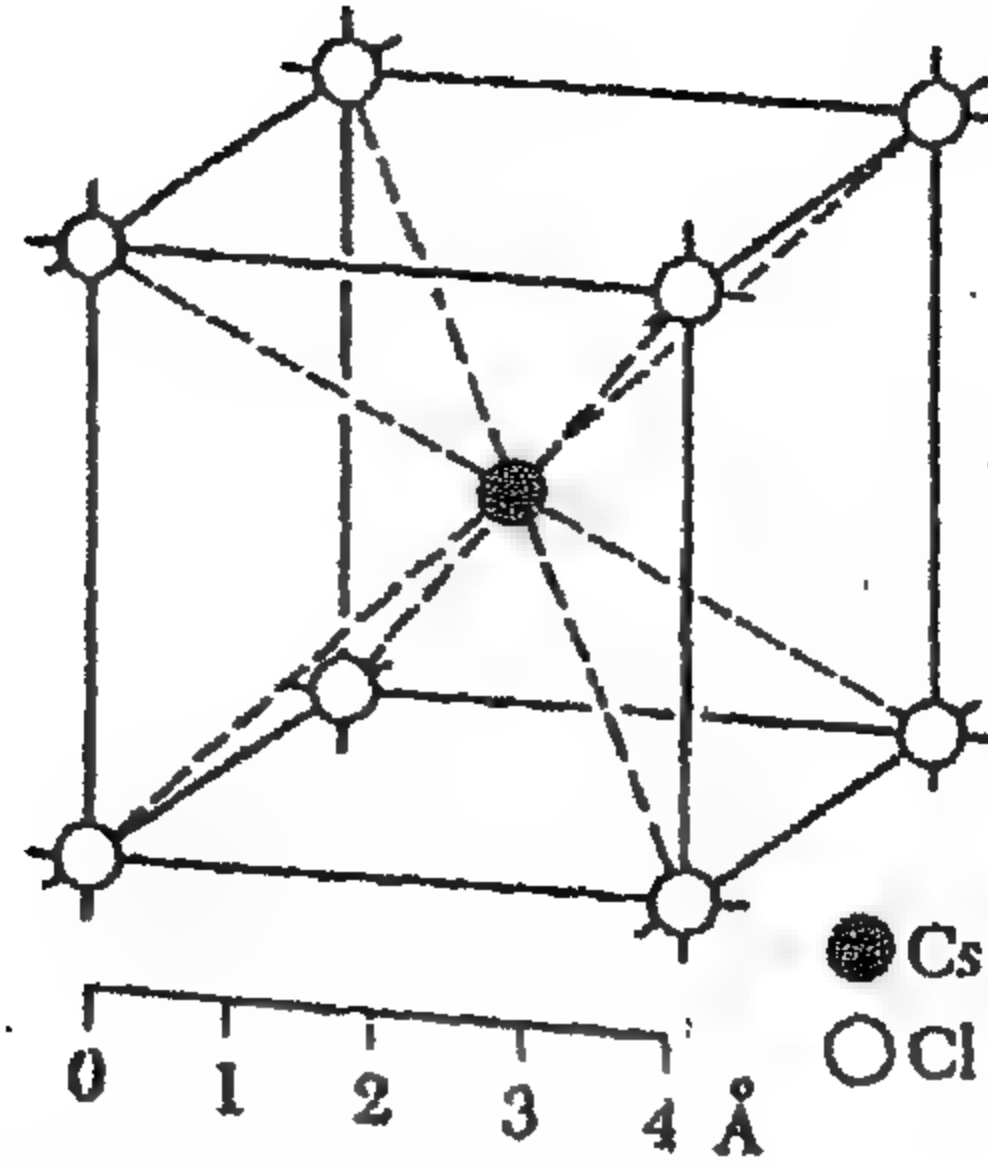
$$\nu_0 = c_3 \alpha^4 \beta \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right) \quad (٥٣ ب)$$

حيث c_3 ثابت عددي مستقل تقريباً عن α و β و يمكن تقييمه من ناحية المبدأ وليس من الناحية العملية ، بشرط أن يكون لدينا بعض النتائج الخاصة بنواة السيزيوم . ولنفترض أننا نعرف عندئذ « الثانية الذرية » التي نرمز لها بالرمز $(\text{sec})_a$ على النحو التالي :

$$(\text{sec})_a = (9,192,631,770) T_0 = n_3 c_3^{-1} \alpha^{-4} \beta^{-1} \left(\frac{\hbar}{mc^2} \right) \quad (٥٣ ج)$$

حيث T_0 هو الزمن الدوري لهذا المتذبذب الذري ، وحيث أن العدد $n_3 = 9,192,631,770$ قد تحدد على هذا من خلال اتفاق عالمي .

٥٤ - إعتبر أخيراً المقياس القديم للطول ، المتر الباريسي $(m)_p$ ويعرف على أنه المسافة بين محزوزين على قضيب معدني وأنه على هذا يساوي طول خيط معين من الذرات . ويتعين عدد الذرات n_4 في هذا الخيط ، بشكل ما ، بواسطة اتفاق عالمي (على الرغم من أن العدد ليس معروفاً بدقة) ، لأن n_4 هو عدد الذرات بين هذين المحزوزين . والمسافة الفاصلة بين ذرتين متجاورتين في القضيب المعدني يمكن حسابها من



لكي نذكر القارئ أن المسافات بين الذرات في أي جامد تكون من قدر نصف قطر بوهر a_0 . يبين الشكل الأعلى التركيب البلوري لكلوريد السيزيوم. هذا النوع من الشبكة يسمى شبكة مكعبة متمركزة الجسم. ويمكن أن نصفها بقولنا أن ذرات الكلورين تكون شبكة تكعيبية بالإضافة إلى ذرة سيزيوم واحدة عند مركز كل مكعب. لاحظ أن هذا التركيب يختلف عن تركيب كلوريد الصوديوم الموضح في شكل ٣٠. بالفصل الأول.

الصيغة الكيميائية لكلوريد السيزيوم هي CsCl، وتحتوي الشبكة على عدد متساو من ذرات الكلورين وذرات السيزيوم. وعلى القارئ أن يقتنع نفسه بأن هذا هو ما يدل عليه الشكل، على الرغم من أن النظرة الأولى قد توحي بأن هناك ذرات كلورين أكثر من ذرات السيزيوم في الشبكة.

ناحية المبدأ، فهذه المسافة تكون على الصورة $a_0 c_4$ حيث a_0 هو نصف قطر بوهر، وحيث c_4 ثابت يتوقف توقعاً ضعيفاً جداً على α و β . ويمكننا على هذا أن نكتب المتر الباريسي على الصورة

$$(m)_P = n_4 c_4 \alpha^{-1} \left(\frac{\hbar}{mc} \right) \quad (١٥٤)$$

وقد ألغى مقياس الطول هذا لأسباب تقنية واضحة؛ فالمسافة الفاصلة بين المحزوزين هي كمية فقيرة التحديد. في حين أن طول موجتين ضوئيتين يمكن مقارنتهما بدقة أكبر وليس هناك عندئذ سبب يدعو لمحاولة التعبير عن هذه الأطوال الموجية بدلالة طول القضيب المعدني.

٥٥ - مناقشتنا توضح الطبيعة الحقة للمقاييس العيانية. فهي معرفة بدلالة بعض « البارامترات الذرية » المنتقاة بطريقة اختيارية إلى حد ما وبدلالة الأعداد n_1 ، n_2 و n_3 التي تم اختيارها من خلال الاتفاق العالمي. (وكما نوهنا فإن n_1 تكون في الواقع غير معلومة بدقة؛ إلا أنها معرفة ضمناً). ونلاحظ ما يأتي:

(١) أن قياس طول موجة ضوئية هو بمثابة مقارنة هذا الطول بالطول الموجي لخط الكربتون البرتقالي. ويمكن إجراء هذا بدقة كبيرة، ولهذا السبب فإن الأطوال الموجية الضوئية هي كميات معلومة بدقة. وأن ثابت ريدبيرج R_∞ هو في جوهره عدد موجي ضوئي. كما أن القياسات الأكثر دقة للأطوال

ما هي إلا قياسات لنسب أطوال الموجات الضوئية . هذه النتائج لها أهمية نظرية كامنة ؛ فإذا ما استطعنا أن نسيطر على نظرية الأطياف الذرية لدرجة كافية تمكنا من التنبؤ بنسب هذه الأطوال الموجية بدقة مساوية لدقة القياس . لا يمكننا أن نجري مقارنات موضوعية بين النظرية والتجربة . إلا أن قدراتنا الحسائية ، هي على أى حال محدودة للغاية ، ولهذا السبب فإن الأهمية النظرية الفعلية لقياسات الأطوال الموجية تكون محدودة .

(ii) يمكن المقارنة بدقة كبيرة بين ترددين في منطقة ترددات الراديو . إذا أجرينا قياس تردد ذرى أو جزيئى في هذه المنطقة فنحن نقارنه بالفعل بتردد السيزيوم .

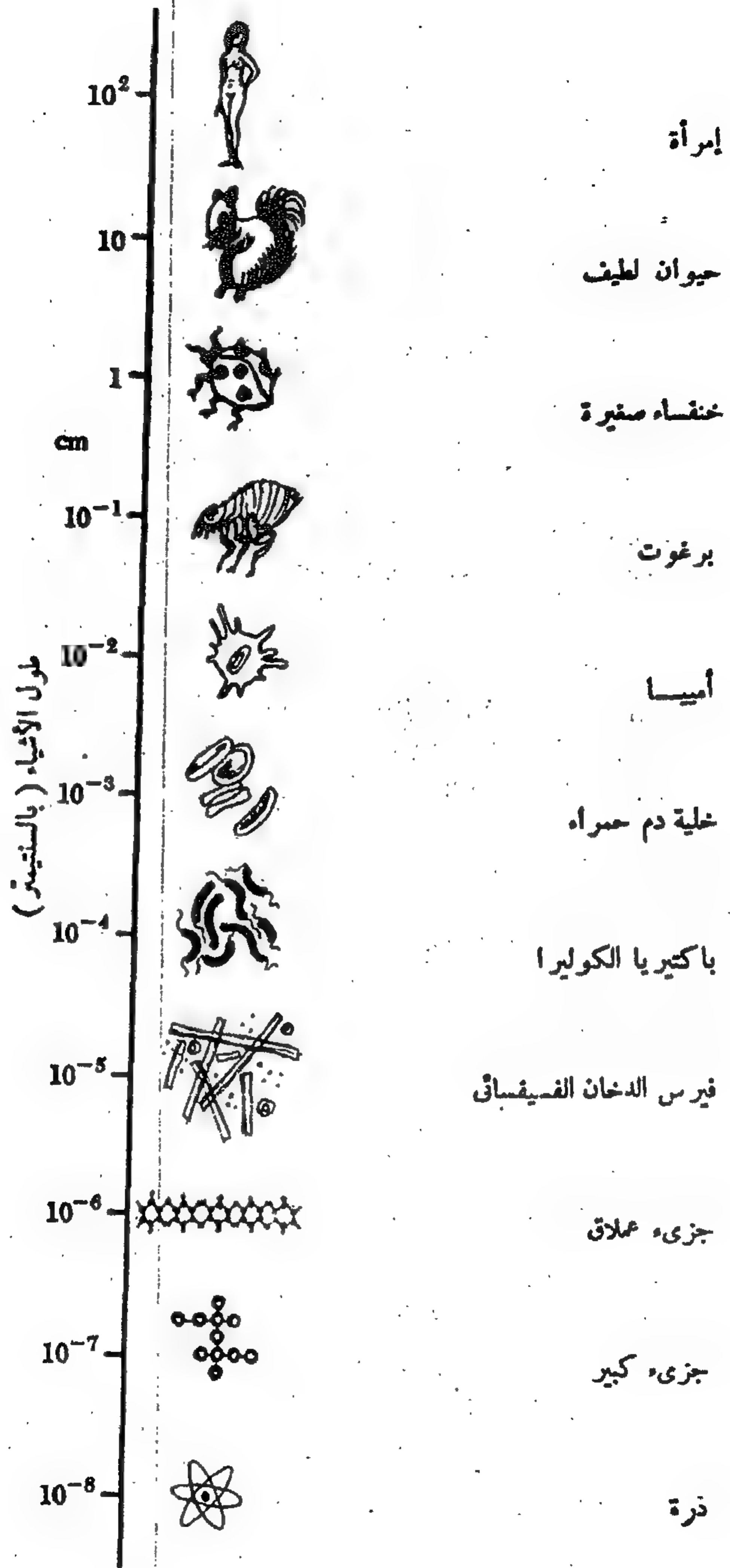
(iii) أن قياس سرعة الضوء يقدر بمقارنة التردد المصاحب لخط الكريبتون البرتقالى مع تردد السيزيوم . وعلى هذا فإنه ليس قياساً « لثابت فيزيائى أساسى » ولكن بالأحرى عملية تقييم لمقياسنا الاختيارى للطول بدلالة مقياسنا الاختيارى للزمن .

٥٦ - لنعتبر المعادلات (٥١ أ) ، (٥٢ ب) ، (٥٣ ج) ، (٥٤ أ) . إنها تعطينا تعبيرات نظرية للمقاييس العيانية بدلالة (i) الأعداد n_1, n_2, n_3, n_4 المحددة من خلال اتفاق عالمى ؛ (ii) المقاييس الرئيسية $m, \hbar/mc, \hbar/mc^2$ للكهرديناميكا السكينة ؛ بالإضافة إلى (iii) الكميات c_1, c_2, c_3, c_4 التى نعتقد بأننا قادرون من ناحية المبدأ على حسابها .

وحتى إذا لم نستطع ، من الناحية العملية ، حساب الكميات c_1, c_2, c_3, c_4 بدقة ، فإننا نعلم أنها في التقريب الأول مجرد بارامترات عديدة بحتة ، ومستقلة عن كل من α و β . أما إذا استطعنا حقيقة حساب هذه الأعداد فإن هذا يعنى أننا نستطيع أن نحسب قيمة سرعة الضوء في وحدات $(m)_a / (sec)_a$.

وتمكنا تعبيراتنا النظرية للمقاييس العيانية من التعامل مع السؤال التالى : ماهو الشكل الذى كان يصبح عليه العالم إذا كانت ثوابت الطبيعة مختلفة قليلا عما هي عليه الآن ؟ هذا يعنى : كيف يبدو شكل العالم إذا كان الثابتان العمليان α و β مختلفين قليلا عما هما عليه الآن ؟ هذا سؤال مشوق لأنه يختبر فهمنا للدور الذى يؤديه كل من α و β فى العالم . وسوف نترك القارئ لى يخمن حول هذه المسألة ، ويجب عليه أن يرجع إلى هذه المشكلة بعد أن يكون قد انتهى من قراءة هذا الكتاب .

٥٧ - افترض أننا طرحنا السؤال التالى ، لماذا يكون حجم الذرة من رتبة 10^{-10} أمتار : لماذا تكون الذرات صغيرة للدرجة التى هي عليها ؟ فقد يكون هذا أشبه بسؤال ميتافيزيقي (يختص بما وراء الطبيعة) ، إلا أنه ليس كذلك . ولنفترض أننا أعدنا صياغته على النحو التالى : لماذا يكون طول الإنسان فى حدود $10^{10} a_0$ ؟ هذا مايؤول إليه السؤال لأن المتر قد عرف على أساس أن طول الإنسان يكون فى حدود متر واحد . يمكننا الإجابة على هذا السؤال على وجه التقريب إذا استطعنا أن نفسر عدد الذرات فى الإنسان ، وهذه مسألة ليست من ناحية المبدأ بعيدة المنال على الفيزياء . قد تكون محاولة حساب هذا العدد بدقة من الأمور التى لايقبلها العقل ، ولكننا قادرون بالفعل على أن نقدره فى حدود عامل مقداره 10^6 مثلاً . (ويكون هذا ممكناً إذا كنا نعرف أكثر عن المعلوم الحيوية ومايرتبط بها من موضوعات) . وسوف نترك هذه التخمينات العشبية للقارئ . ولكننا ذكرنا هذه المسألة فقط لى نوضح كيف تعتمد فى النهاية كل الخواص العيانية للعالم الذى نعيش فيه على خواص الجسيمات الأولية وعلى التفاعلات التى تتم بينها .



مراجع لدراسة اضافية

من بين الجداول الشاملة للثوابت الفيزيائية نذكر مايل :

Handbook of Chemistry and Physics (Chemical Publishing Co., (1)
Cleveland, Ohio).

وتظهر منه نسخ جديدة كل عام . والطبعات الأخيرة تتضمن المقياس المحور للكتل الذرية الناتج عن اختيار C^{12} كميّار جديد .

American Institute of Physics Handbook (McGraw-Hill Book (2)
Company, New York, 1957).

(3) كتّير مشوق للغاية عن يقال الجنس البشرى في سبيل تعيين الثوابت الفيزيائية ، فإننا توصي
Cohen, Crowe and DuMond : The Fundamental Constants of
Physics (Interscience Publishers, Inc., New York, 1957).

(4) وكسح دقيق للثوابت الأساسية ، أنظر
E. R. Cohen and J. W. M. DuMond : «Our Knowledge of the
Fundamental Constants of Physics and Chemistry in 1965»,
Reviews of Modern Physics 37, 537 (1965).

(5) بالإشارة إلى مناقشتنا في بند ٥٧ ، قد يكون القارئ مهتماً بقراءة :
«Gulliver was a bad biologist», by Florence Moog, Scientific
American, Nov. 1948, p. 52.

مستأنل

١- في عام ١٩٠٢ درس كل من كيوري ولابورده (P. Curie and Laborde) الحرارة المنبعثة من الراديوم ، وقد وجدوا أن 1 gram من الراديوم النقي (نحن نعرف الآن أن النظير ^{226}Ra هو المسئول) يشع حوالي 100 cal/hr . من هذا ومن نصف العمر المعلوم إحصاء الطاقة التقريبية بوساطات MeV التي تنبعث بها جسيمات α . في تجربة كيوري ولابورده تقتنص هذه الجسيمات خلال المصدر والمسعر ، وعلى هذا تتحول طاقات حركتها إلى طاقة حرارية (نصف العمر هو ١٦٢٢ عاماً) .

٢- (أ) نواة الراديوم ذات خلل كتلي موجب ، ولكن على الرغم من ذلك فهي غير مستقرة وتضمحل . كيف يكون هذا ممكناً ؟ أليس الشرط اللازم والكافي للإستقرار هو أن يكون الخلل الكتلي موجباً ؟ إشرح ذلك بالتفصيل .

(ب) نظير الراديوم المشار إليه بأعلى هو ^{226}Ra ، هذا النظير الذي اكتشفه بوم كيوري (P. and M. Curie) يضمحل من خلال انبعاث جسيمات α ، التي هي لا شيء سوى أنوية الهليوم ، ^4He .

قد نكون ميالين للاعتقاد بأن الأنوية المستقرة أو النظائر طويلة العمر فقط تتكون طبيعياً لأن أيّاً من النظائر قصيرة العمر تكون قد اضمحلت في أثناء الأزمنة الجيولوجية . الآن ، نصف العمر ذو القيمة 1622 سنة يعتبر على وجه الخصوص غير كبير في مقابل عمر الأرض ، إنه بالأحرى مقدار صغير للغاية . كيف تفسر إذن الوجود الطبيعي للراديو ؟

٣ - نحن نلاحظ حالة فريدة بخصوص اضمحلال نواة ذات نشاط إشعاعي مثل R_{226} ؛ إذ يكون عمر الحياة « طويلاً بدرجة غير معقولة » . حاول أن تكون من الثوابت الأساسية للفيزياء النووية والكهرديناميكا « زمنياً طبيعياً » ثم أوجد هذا الزمن بدلالة الثانية . وأياً كانت الطريقة التي سوف تستخدم بها الثوابت (على أن تكون مقبولة) يجب أن تقر بأن R_{226} يعيش حياة طويلة جداً . من الواضح أننا نلتقي هنا بمشكلة علينا أن نحاول إيجاد حل لها فيما بعد ، أنه لمن الممكن أن نقدم تفسيراً للظواهر المشاهدة ، والسبب في هذا العمر ، الطويل (أو إذا رغبت السبب في الإضمحلال) ناتج عن تأثير ميكانيكي مشوق ، يعرف بالتأثير النفق .

٤ - تشع الشمس من سطحها طاقة بمعدل قدره 3.86×10^{26} watts . وقبل تطور الفيزياء النووية كانت بمثابة مشكلة أن نفسر من أين يأتي هذا القدر الهائل من الطاقة . دعنا نحاول إجراء بعض التقديرات البسيطة .

من المعتقد أن عمر الشمس هو على الأقل 4 بلايين سنة ، وأن كتلة الشمس هي 1.98×10^{30} kg .

(أ) ماهو الجزء من الكتلة الشمسية الذي يتحول في السنة إلى طاقة إشعاع لكي يعطي قيمة قدرة الإشعاع المنبعث منها ؟ سوف تجد أن هذا الكم يؤيد فكرة أن الشمس لم تتغير كثيراً أثناء عمرها ، أي ، خلال الأربعة بلايين عام الماضية .

(ب) إستبعد التفاعلات الكيميائية كمصدر للطاقة .

(ج) هل لديك معرفة عن أى عملية نووية يمكن أن تحدث داخل الشمس والتي يمكن أن تهيئ لنا تفسيراً لسؤالنا من أين تأتي الطاقة ؟ استعن ببعض كتب الفلك البسيطة ، واتنع نفسك من خلال بعض التقديرات البسيطة بأن تفسيرك معقول ، أو على الأقل لا يناقض الحقائق كثيراً .

٥ - لقد ذكرنا أن كثافة المادة النووية ، أي ، كثافة « المادة » داخل النواة تكون نفسها على وجه التقريب لكل الأنوية . عبر عن هذه الكثافة بدلالة الوحدات العيانية ، أي بدلالة gm/cm^3 .

٦ - (أ) بالإشارة إلى المناقشة الواردة في بند ١٧ ، قدر الطاقة المتوسطة والسرعة المتوسطة لجزء النيتروجين المحفوظ عند درجة حرارة الغرفة ، علماً بأن جزء النيتروجين يتكون من ذرات نيتروجين ، (عبر عن الطاقة بدلالة eV) .

(ب) تحت الضغط الجوي وعند درجة حرارة الغرفة يحتل جرام جزئى واحد من غاز النيتروجين (أو أى غاز) حجماً قدره 22.4 لتر ، قدر عدد التصادمات التي يعانيها جزء نيتروجين واحد في الثانية ، آخذاً في الاعتبار أن جزء النيتروجين له « حجم جزئى تملئ » . قارن تردد التصادم هذا مع التردد الضوئي التملئ .

٧ - الطول الموجي لأحد خطوط طيف الهيدروجين هو 4861.320 \AA وقد اكتشف هـ . يورى (H. Urey) في عام ١٩٣٢ أن هذا الخط يصاحبه خط شاحب عند طول موجي 4859.975 \AA [See Phys. Rev. 39, 164 (1932); 40, 1 (1932)]. وتفسير ذلك هو أن الهيدروجين العادي ليس نقياً من النظائر ولكنه خليط من نظيرين ، ^1H و $^2\text{H} = \text{D}$. وذرة النظير الأثقل ، ديوتيريوم ، توجد فقط بنسبة حوالى 0.015 بالمائة ، وهذا هو النظير المسؤول عن الخط الشاحب المذكور .

في دراسة طيف الهيدروجين يمكن كتقريب أول أن نهمل حركة النواة . إفتراض الآن أننا حاولنا أن نأخذ الحركة النووية في الاعتبار . عندئذ لا تكون النواة ثابتة ولكن مركز كتلة النواة والإلكترون هو الذى يبقى ثابتاً . والنظرية التى تأخذ في الاعتبار الحركة النووية تتنبأ على هذا بوجود إزاحة بسيطة في مواضع الخطوط الطيفية بالنسبة لتنبؤات النظرية التى تعتبر كتلة النواة لانهاية الثقل ، وأن مقدار هذه الإزاحة يتوقف بالطبع على الكتلة الفعلية للنواة (في حالتنا هذه ، كتلة البروتون أو الديوترون) .

حاول أن تصيغ نظرية بسيطة يمكنها أن تفسر النسبة بين الطولين الموجيين المعطيين . إستخدم هذين الطولين الموجيين لحساب نسبة كتلة الديوترون إلى كتلة البروتون ، ومن ثم قارن نتائجك مع تلك النسبة التى يمكن الحصول عليها من جدول الكتل النووية .

٨ - هليوم أحادى التآين ، أى ذرة هليوم ينقصها إلكترون واحد تكون - مثل ذرة الهيدروجين - عبارة عن نظام مكون من إلكترون واحد يتحرك حول النواة ، ويمكننا على هذا أن نتوقع أن الخطوط الطيفية المنبعثة من أيون الهليوم أحادى التآين مناظرة تماماً لخطوط الطيف المنبعث بواسطة ذرة الهيدروجين . ومع ذلك فالنظامين ليسا متطابقين ؛ فنواة الهليوم تحمل شحنتين أوليين في حين أن نواة الهيدروجين (البروتون) تحمل شحنة واحدة . من خلال ما ذكر في هذا الفصل يصبح من الممكن أن نجد ما يحدث للطيف تبعاً لزيادة الشحنة المركزية في الهليوم أحادى التآين بالمقارنة مع الهيدروجين ، ويمكن أيضاً عندئذ أن نتنبأ بالطول الموجي لأى خط منبعث بواسطة الهليوم أحادى التآين بمعلومية الطول الموجي للخط المناظر في طيف الهيدروجين . بمعنى آخر ، يمكن بدون اللجوء لنظرية مفصلة للتركيب الذرى ، أن نجد النسب لأطوال الموجات المناظرة .

إذا كان واحد من خطوط الهيدروجين المرئية له طول موجي قدره 6562.99 \AA . ما هو الطول الموجي المناظر المنبعث من الهليوم أحادى التآين ؟ هل يقع هذا الخط في المنطقة المرئية ؟

يمكن أن نفترض هنا أن كلتا النواتين ذات ثقل لانهاى . هذا المثال يعلمنا أن الدلائل الأولية المبينة على الأبعاد ، مثل تلك الموضحة في بند ٢٧ يمكن في بعض الأحيان أن تستخدم للحصول على تنبؤات كمية دقيقة .

٩ - افترض أن جسيم ألفا يتصادم تصادماً مباشراً مع نواة عددها الذرى Z وعددها الكتلى A . إشتق تعبيراً على صورة دالة في العدد الكتلى A للطاقة - بوحدات MeV - التى يجب أن يحملها جسيم α حتى يستطيع الوصول فقط إلى سطح النواة . للسهولة يمكن اعتبار أن النواة تظل ساكنة أثناء التصادم ؛ وأن $A = 2Z$ ؛ كما أن جسيم α يمكن اعتباره شحنة نقطية بدون حجم . إذا لم يصل جسيم ألفا إلى سطح النواة ، فإن القوى النووية قصيرة المدى لا تستطيع أن تؤدي دوراً في التصادم ، ويستمر حدث التصادم وكأن القوى الكهروستاتيكية فقط هى المؤثرة . الطاقة التى سوف تحسبها تكون على هذا ، وبصورة تقريبية جداً ، طاقة ميرة بحيث أن ناتج

الإستطارة عند الطاقات الأعلى منها سوف يبدى اختلافاً بيناً عن تلك التى يمكن التنبؤ بها فى حالة ما إذا أخذت فقط القوى الكهرستاتيكية فى الاعتبار .

١٠ - فى هذه المسألة سوف نعتبر طاقة التنافر الكهرستاتيكية فى النواة . حيث أن كثافة المادة النووية تكون تقريباً ثابتة فسوف نفترض أن النواة عبارة عن كرة منتظمة الشحنة . هذا النموذج يكون معقولاً بالنسبة للأنوية التى ليست خفيفة لدرجة كبيرة .

(أ) بين أن الطاقة الكهرستاتيكية U_e لنواة عددها الكتلى A وعددها الشحنى Z يعطى بالعلاقة

$$U_e \cong A^{5/3} \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \times (0.7 \text{ MeV}) \quad (i)$$

دعنا بالإضافة إلى ذلك نعتبر أن عدد النيوترونات يساوى عدد البروتونات أى $A \cong 2Z$ من (i) يمكننا عندئذ الحصول على تعبير للطاقة الكهرستاتيكية لكل نيوكلليون ، على وجه التحديد

$$\frac{U_e}{A} \sim A^{2/3} \times (0.17 \text{ MeV}) \quad (ii)$$

يجب مقارنة هذه الطاقة مع متوسط طاقة الترابط للنيوكلليون التى هى فى حدود 8 MeV . وعلى هذا فإننا نرى أنه لقيم A غير الكبيرة جداً تكون الطاقة الكهرستاتيكية لكل نيوكلليون صغيرة للغاية . ولكنها تزداد على كل حال مع زيادة A ، هذه الحالة تهيء لنا تفسيراً للسلوك المنتظم المذكور فى بند ٣٣ . إن طبيعة القوة النووية تكون بحيث أنها إذا أثرت وحدها فإن الأنوية الأكثر استقراراً يكون لها نفس العدد تقريباً من البروتونات والنيوترونات . إلا أن القوى الكهرمغناطيسية لها أيضاً تأثير ، والتأثير المحصل لوجود نوعى القوى معاً يؤدي إلى أن تفضل الأنوية التى يزيد فيها عدد النيوترونات على عدد البروتونات . ويزداد هذا السلوك الخاص بفائض النيوترونات مع زيادة العدد الكتلى A .

(ب) كاختبار على صدق هذه الصورة للنواة سوف نعتبر مايلي : نظير الفلورين (غير المستقر) ^{17}F ونظير الأكسجين ^{17}O يختلفان فى الكتلة بمقدار $3.0 \times 10^{-3} \text{ amu}$ $M(17, 9) - M(17, 8) =$. نلاحظ أن النواة الأولى تحتوى على 9 بروتونات و 8 نيوترونات ، فى حين أن الثانية تحتوى على 8 بروتونات و 9 نيوترونات . ويمكننا ، بقول آخر ، أن نحصل على واحدة من الأخرى بتبديل النيوترونات مع البروتونات . وعندئذ نقول أن لدينا زوجاً من الأنوية المرآوية .

وقد ذكرنا فى هذا الكتاب أن النيوترونات والبروتونات متشابهة فيزيائياً إلى حد كبير ، فإذا كان هذا صحيحاً فإننا نتوقع أن تكون العيوب الكتلية للنواتين المذكورتين متساوية ، وعلى أى حال ، فالبروتون والنيوترون يختلفان فى الشحنة ، ونفس الشيء يمكن أن يقال عن النواتين التى تكون إحداها مرآة للأخرى . ولنفترض الآن أن النواتين خلافاً لذلك متساويتان ، باستثناء الشحنة ، وقد نحاول أن نحلل الفرق فى العيب الكتلى على أساس أن طاقة التنافر الكهرستاتيكية . إجر عملية حسابية لتبين مدى صحة هذه الأفكار .

١١ - بعض من أكثر الأنوية - المعروفة - ثقلاً تنحل تلقائياً بالانشطار . فى هذه العملية تنقسم النواة إلى جزئين متساويين تقريباً ، بطاقة محركة قدرها خوالى 200 MeV لكل انشطار ، كما أن الانشطار يمكن أن

يكون مستحقاً عن طريق القذف النيوتروني . إذ تمتص النواة النيوترون الساقط لتصبح في حالة مثارة ومنها تنحل على التوالي بالانشطار . ويعتبر نظير اليورانيوم U^{235} مثالا لتلك النواة التي تعاني انشطاراً مباشراً بعد امتصاص النيوترون . وبما أن العناصر الثقيلة تحتوي على عدد من النيوترونات أكبر من عدد البروتونات مقارنة بالعناصر التي تتوسط الجدول الدوري ، فإن عملية الانشطار سوف تؤدي إلى انبعاث بعض من النيوترونات . هذه هي الحالات التي تجعل التفاعل المتسلسل ممكن الحدوث : فالنيوترونات المنبعثة في الانشطار تعرض كثيراً من الأنوية القابلة للانشطار على أن تنشط ، مما يؤدي إلى انبعاث نيوترونات أكثر وهكذا . والمفاعلات النووية وكذلك (انشطار) القنبلة الذرية تعمل على أساس هذا المبدأ .

(أ) قدر الطاقة التي تتحرر (بالسعرات ، وبالكيلووات - ساعة) إذا عانت كتلة قدرها 1 gm من U^{235} انشطاراً تاماً ، قارن هذه الطاقة بالطاقة التي تتحرر في تفاعل كيميائي نمطي متضمناً 1 gm من المادة .

(ب) قطعة صغيرة من معدن U^{235} سوف لا تنفجر تلقائياً في حين أن قطعة كبيرة من نفس المعدن تنفجر تلقائياً . كيف يمكنك أن تفسر هذا ؟

(ح) لكي تدرس منشأ الطاقة المحررة في الانشطار اعتبر بناء على العلاقة (i) في المسألة رقم ١٠ ، الطاقة الكهرستاتيكية للنواة (واتكن U^{235}) قبل الانشطار ومجموع الطاقة الكهرستاتيكية للشظايا . من الواضح أن بعضاً من الطاقة الكهرستاتيكية سوف يتحرر . قدر هذه الطاقة وقارنها بالقيمة 200 MeV لكل انشطار .

١٢ - كتلة نواتين من الديوتيريوم تكون أكبر من كتلة جسيم ألفا (= نواة He^4) (أنظر جدول ٤ أ للكتل الذرية)

(أ) احسب الطاقة المحررة إذا غان 1 gm من الديوتيريوم إندماجاً ليكون هيليوم ، وقارن هذه الطاقة بالطاقة المحررة في الانشطار .

(ب) ماهو السبب في أن وعاءاً مملوءاً بالديوتيريوم لا ينفجر تلقائياً ؟

١٣ - دعنا نفترض أن الإلكترون عبارة عن جسيم نقطي كلاسيكي ، ودعنا نعتبر أن الإلكترون داخل الذرة يتحرك في مدار ذي مستوى عمودي على محور z ، بحيث أن كمية حركته الزاوية تكون ثابتة ومساوية للكمية \hbar .

(أ) ماهو العزم المغناطيسي المؤثر للإلكترون ؟ سوف نسمى هذا العزم المغناطيسي ماجنتون بوهر واحداً .

(ب) ماهو الفرق في الطاقة (بدلالة eV) بين الحالة التي يكون فيها عزم مغناطيسي مقداره واحد ماجنتون بوهر في نفس اتجاه مجال مغناطيسي مقداره 1000 جاوس والحالة التي يكون فيها اتجاهه في عكس اتجاه المجال المغناطيسي ؟

(ح) افترض أنه في بلورة من الحديد يوجد عزم مغناطيسي قيمته 1 ماجنتون بوهر عند موضع كل ذرة في البلورة ، وافترض بالإضافة إلى ذلك أن كل العزوم المغناطيسية موحدة الاتجاه . هل المغنطة الناتجة تماثل من حيث المقدار المغنطة الموجودة في الحديد ومغناطيس المشبع ؟

نحن نهتم هنا بتقدير العزم المغناطيسية التي يمكن أن نتوقع وجودها في الذرات . ونموذجنا الكلاسيكي البسيط يجب ألا يؤخذ مأخذ الجد تماماً . على أي حال فقد وجد أن الماغنيتون بوهر هو بالفعل مقدار نمطي للذرات . وفي مناقشة المغناطيسية الذرية على أساس الميكانيكا الكمية يمكن للمرء أن يتعرف على نوعين من الإسهام للعزم المغناطيسي أحدهما يرجع إلى « الحركة المدارية » للإلكترون ، ويقابل العزم المغناطيسي الكلاسيكي . والآخر يكون بسبب اللف المغزلي للإلكترون ؛ فالإلكترون له أيضاً كمية حركة زاوية ذاتية تقابل كمية الحركة الزاوية لكرة البلياردو الصغيرة ذات اللف المغزلي حول أحد المحاور المارة بمركزها . قيمة الحركة المغزلية $\hbar/2$ ، وقيمة العزم المغناطيسي المناظر يكون قريباً جداً من واحد ماجنيتون بوهر .

الفرض من التقدير في الجزء (ح) من المسألة هو أن نستوضح ما إذا كنا نأمل في أن نشرح الحديدومغناطيسية بدلالة العزم المغناطيسية للذرات . نتيجة ذلك التقدير تكون مشجمة ويجب أن نذكر على أي حال أن الحديدومغناطيسية هي ظاهرة معقدة وأن تقديرنا البسيط لا يسرد كل القصة .

١٤ - * في البنود من ٥١ - ٥٦ ناقشنا « الطبيعة الذرية » لبعض المقاييس العيانية للقياس .

إفترض أن مقاييسنا في الوقت الراهن قد قورنت وضبطت بحيث أن $(m) = (m)_a$ ، كما وأن الثوابت الذرية الأساسية c ، M_p ، m ، e و \hbar لها القيم المبينة في جدول ٢ أ بدلالة هذه المقاييس . إفترض بالإضافة إلى ذلك أنه عند الساعة الواحدة صباح يوم ٣٠ مايو عام ١٩٨٨ قد تغيرت فجأة قيم الثوابت α و β إلى

$$\alpha' = \alpha(1 + u), \quad \beta' = \beta(1 + w)$$

ثم ظلت ثابتة عند قيمها العددية الجديدة . سوف نفترض أن الأعداد u و w صغيرة ولتكن من قدر 1 بالمائة ؛ وإلا كان التغير في نظام العالم عنيفاً جداً . من المؤكد أن هذه الكارثة الطبيعية سوف تكون عرضة للملاحظة ، ولفترة زمنية (بعد التغلب على الصدمة الأولى) سوف يكون الفيزيائيون مشغولين بإعادة قياس ثوابتهم المقدسة . دعنا نرسم لكميات بعد الكارثة بحروف عليها شرطة .

(أ) أوجد $(m)_a' / (m)_p'$.

(ب) ماهي القيم الجديدة لكتلة الإلكترون وكتلة البروتون ؟ (بوحداث $(gm)_p'$)

(ج) ماهي القيمة الجديدة لسرعة الضوء ، c' ، بوحداث $(m)_a' / (sec)_a'$ ؟

(د) ماهي قيمة ثابت بلانك \hbar' ؟

(هـ) ماهي القيمة الجديدة لشحنة الألكترون بالوحدات الكهرستاتيكية ، وماهي القيمة الجديدة بدلالة الكولوم ؟

(و) ماذا تصبح كثافة النحاس (بوحداث $(gm)_p' / (cm^3)_a'$) بعد الكارثة ؟

* هذه المسألة توميء إلى موضوع متقدم .

الفصل الثالث

مستويات الطاقة

١٢٤	١	إلى ١٣	تخطيطات الحدود	البنود من
١٣٩	١٤	إلى ٢٦	الإقسامات الشهادة لمستويات الطاقة	
١٤٧	٢٧	إلى ٤٢	استعراض من الأهمية المستويات وتخطيطات الحدود	
١٦٨	٤٣	إلى ٤٩	إتساع دويلر والإتساع بالتصادم تحطوط الطيف	
١٧٢	٤٧	إلى ٥٦	موضوع متقدم : عن نظرية الانتقالات الكهرومغناطيسية	
١٧٨			مراجع لدراسة إضافية	
١٨٠			مسائل	

الفصل الثالث

مستويات الطاقة

تخطيطات الحدود

١ - حقيقة أن كل عنصر كيميائي يكون مصحوباً بطيف ضوئي وحيد مميز هو أحد الملامح المدهشة للطبيعة . هذه السمة هي بالإضافة إلى ذلك سمة عامة جداً : فهي لا تقتصر فقط على الذرات ، ولكنها تشمل كذلك الجزيئات والأنوية . هذه الأشياء تبحث وتمتص إشعاعاً كهرومغناطيسياً عند ترددات محددة ، تبدأ من ترددات الراديو (للجزيئات) لتصل إلى منطقة الموجات القصيرة جداً للأشعة السينية ، أو أشعة جاما (للأنوية) . ومن الناحية التاريخية كان ج . ر . كيرشوف و ر . بنزن (G. R. Kirchhoff and R. Bunsen) هما أول من اكتشف الأطياف الضوئية للعناصر في أواسط القرن التاسع عشر ، في حين تم اكتشاف طيف ترددات الراديو للجزيئات وطيف أشعة جاما للأنوية في فترة متأخرة خلال هذا القرن .

وتفسر الأطياف بدلالة مستويات الطاقة للذرات ، والجزيئات والأنوية . ومن خلال دراستنا للأطياف أصبحنا على علم بخاصية بالغة الأهمية للأنظمة المركبة ألا وهي : أن كل نظام من الأنظمة تصاحبه فئة من مستويات الطاقة ، أو الحالات المستقرة ، المميزة للنظام . وتوجد هذه المستويات في الأنظمة « الصغيرة » مثل الذرات ، الجزيئات والأنوية ، ففي مثل هذه الحالات تبرز المستويات بطريقة مباشرة جداً في الأطياف التي نشاهدها . وأيضاً توجد هذه المستويات في الأنظمة « الكبيرة » مثل الجوامد ، السوائل والغازات . وقد لا يتبادر إلى أذهاننا للوهلة الأولى أن هناك علاقة بين انبعاث وامتصاص أشعة جاما بواسطة النواة وبين اهتزازات بلورة من الكوارتز في بعض الأجهزة الإلكترونية ، ولكن هذه العلاقة موجودة بالفعل .

٢ - في هذا الفصل سوف ندرس مستويات الطاقة في الأنظمة « الصغيرة » . كما نناقش بعض الحقائق التجريبية الهامة . وسوف نحاول فهم بعض ملامح ما يشاهد على أساس من أفكار نظرية بسيطة للغاية . ولن نحاول في هذا الفصل أن نفسر سبب وجود مستويات الطاقة ، ولكننا سوف نتقبل هذه السمة من سمات الطبيعة على أنها حقيقة عملية أساسية . وفي الفصل الثامن ، سوف نواجه التحدي المنوط بتفسير هذه المستويات وسنرى كيف يمكن فهمها على أساس من الميكانيكا الكمية .

أما نظام عرضنا فسوف يكون إلى حد ما مسائراً للتطور التاريخي للموضوع . إذ أن كثيراً من سمات الأطياف الذرية التي نناقشها في هذا الفصل قد تم اكتشافها قبل نشوء نظرية مرضية للتركيب الذري بزمان طويل (أي ميكانيكا الكم) . إلا أن تحليلنا لن يكون في حقيقته تاريخياً . نحن نرغب في مناقشة الحقائق العلمية التي تختص بمستويات الطاقة بشكل عام ، وعلى هذا فسوف نناقش أيضاً الأنوية ، على الرغم من أن خواص الأنوية عرفت بعد ذلك بزمان طويل .

4742.5--4728.6 Å.

مختبر الفيزياء

Wave-length	Element	Intensity Arc	Spk., [Dis.] R	Wave-length	Element
4742.589	Mo	-	10	4737.642	Sc I
4742.549	Er	3 w	-	4737.626	U
4742.5	bh Sc	5	-	4737.561	Pt I
4742.481	Sm	3	-	4737.350	Cr
4742.392	Nd	4	-	4737.282	Ce
4742.333	U	10	3	4737.1	bh C
4742.325	Pr	7	-	4737.05	Ti II
4742.265	Th	4 f	2	4736.965	Zr
4742.25	Se I	-	[500]	4736.958	Sm
4742.227	Sm	2	-	4736.945	Er
4742.110	Ti I	15	1	4736.9	bh Z
4742.04	Ho	10	3	4736.79	Dy
4741.997	Er	3 w	-	4736.782	Ca
4741.937	Ge II	-	50	4736.780	Fe
4741.922	Sr I	30	-	4736.688	Pr
4741.78	Cd II	-	3	4736.637	Mr
4741.775	Eu	10 W	-	4736.608	Eu
4741.726	Sm II	80	-	4736.6	Rt
4741.71	O II	-	[20]	4736.491	Cl
4741.539	Dy	3	2	4736.490	Si
4741.533	Fe I	12	1	4736.30	T
4741.520	W	12	2	4736.203	I
4741.503	Pr	30	-	4736.151	I
4741.404	Yt I	2	3	4736.116	
4741.398	Er	20	-	4736.089	
4741.282	U	1	2	4736.062	
4741.269	Ru	4	-	4735.94	
4741.10	Tm	3	-	4735.93	
4741.018	Sc I	100	60 h	4735.848	
4741.005	Pr	6	-	4735.847	
4740.97	Se II	-	[600]	4735.77	
4740.928	Dy	3	2	4735.76	
4740.68	Cl I	-	[10]	4735.66	
4740.614	Cb	3	3	4735.45	
4740.524	Eu	500	2	4735.4	
4740.517	Th	20	15	4735.3	
4740.5	bh Zr	8	-	4735.3	
4740.40	Cl II	-	[150]	4735.2	
4740.359	Mo	5	5	4735.1	
4740.331	Ru	7	-		

شكل ١ أ جزء صغير جداً من جدول الأطوال الموجية :

Massachusetts Institute of Technology Wave-length Tables, compiled under the direction of G. R. Harrison (MIT Press, Cambridge, Mass., 1939).

هذا الجدول الذي يتكون من 429 صفحة ، يتضمن أكثر من 100,000 من خطوط الطيف التي تقع بين 10,000 Å و 2,000 Å . كل صفحة بها ثلاثة أعمدة ، والخطوط مدرجة تبعاً لتناقص الطول الموجي . وتم توضيح العنصر الكيميائي المناظر لكل خط ، كما توجد بعض النتائج عن طرق الإثارة والشدة .

ومن المؤلف أن نحدد الأطوال الموجية في المنطقة المرئية كما قيست في الهواء ، في حين أن الأطوال الموجية في المنطقة فوق البنفسجية تشير إلى الفراغ . وفي المنطقة المرئية يكون الديناعلي وجه التقريب $\lambda_{vac} = 1.0003 \lambda_{air}$ (بالإذن من MIT Press)

شكل ١ ب : طيف الهيدروجين . (الأطوال الموجية بالأنجستروم) .
 إن مظهر هذا الطيف في المنطقة المرئية لا يبدو للوهلة الأولى ذا تأثير خاص .
 إلا أن الأطوال الموجية للهيدروجين ذات أهمية كبيرة جداً . إذ أن ذرة
 الهيدروجين هي أبسط الذرات الموجودة ولذا فهي تؤدي دور حجر المحس
 لكل النظريات الخاصة بالذرات : هذا الطيف يجب أن يفسر . ولقد كان
 تقدماً ملحوظاً في فهمنا للطبيعة أن استطاع بوهر تحليل هذه الخطوط . وتستطيع
 ميكانيكا الكم الحديثة أن تملل لكل شيء . يمكن رؤيته في هذه الصورة ، بل
 وأكثر من ذلك ، ويعتبر تاريخ نظرية ذرة الهيدروجين بالفعل فصلاً مشيراً
 من سجلات الطبيعة .

(الطيف صورة بواسطة *Dr. D. Goorvitch, Berkeley* ، لهذا
 الكتاب) .

٣ - في فترة مبكرة لوحظت بعض الانتظامات التي تسترعى الانتباه في الأطياف الذرية . كثال على ذلك
 نذكر مبدأ رتز (Ritz) للضم ، الذي على أساسه تكون الأعداد الموجية لخطوط طيفية كثيرة في أحد العناصر
 مساوية لفروق ، أو مجاميع ، الأعداد الموجية لأزواج أخرى من الخطوط في نفس العنصر . وعلى سبيل المثال
 شوهدت الخطوط التالية لعنصر معين* : $\bar{\nu}_1 = 82258.27 \text{ cm}^{-1}$ ، $\bar{\nu}_2 = 97491.28 \text{ cm}^{-1}$ ،
 $\bar{\nu}_5 = 15232.97 \text{ cm}^{-1}$ ويكون لدينا $\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = 15233.01 \text{ cm}^{-1}$ الذي يكون قريباً من $\bar{\nu}_5$

* لن نفشى هنا سر التعرف على الذرة ، لأن هذا سوف يجرّد المسألة ١ في نهاية هذا الفصل من كل طرافة .

لدرجة تجعل من الصعب علينا أن نصدق أن هذا الاتفاق هو مجرد « صدفة » خاصة وأن نفس السمة تحدث لخطوط أخرى لنفس العنصر كما تحدث لخطوط كثيرة للعناصر الأخرى .

وقد اكتشف فيما بعد مبدأ أكثر شمولاً وهو أن العدد الموجي ν لأي خط منبعث من الذرة يمكن التعبير عنه بدلالة الفرق $\bar{\nu} = T' - T''$ لحدين طيفيين T' and T'' فكل ذرة تكون مميزة بصفة من مثل هذه الحدود (مميز عنها كأعداد موجية) ، وتعرف بنظام الحدود للذرة . هذا المبدأ يحتوي على مبدأ ريتز للضم . إفتراض أن ثلاثة خطوط طيفية مصحوبة بثلاثة حدود كما يلي :

$$\bar{\nu}_{12} = T_1 - T_2, \quad \bar{\nu}_{13} = T_1 - T_3, \quad \bar{\nu}_{23} = T_2 - T_3 \quad (١٣)$$

عندئذ يكون لدينا

$$\bar{\nu}_{23} = (T_1 - T_3) - (T_1 - T_2) = \bar{\nu}_{13} - \bar{\nu}_{12} \quad (٣ ب)$$

الذي هو مثال لمبدأ الضم .

٤ - ويفسر الحد الطيفي الآن وكأنه يناظر مستوى الطاقة في الذرة ، وعلى هذا يفسر تخطيط الحدود على أنه تمثيل لصفة مستويات الطاقة المميزة للذرة محل البحث . هذه الفكرة صيغت في أول الأمر بواسطة نيلز بوهر في بحثه حول ذرة الهيدروجين** .

لنعتبر الموضوع في ضوء ما نعرفه بالفعل حول الطبيعة الكمية للإشعاع الكهرمغناطيسي . كم الضوء ، أو الفوتون ، ذو التردد ν ومن ثم ذو العدد الموجي $\bar{\nu} = \nu/c$ يحمل الطاقة $E = h\nu = (hc) \bar{\nu}$. هذه الطاقة هي الفرق بين الطاقين $E' = (hc) T'$ و $E'' = (hc) T''$ إذا كان العدد الموجي هو الفرق بين الحدين T' و T'' . فالحدود على هذا يمكن التعبير عنها بالتناوب كطاقات أو أعداد موجية أو ترددات ، ذلك لأن هذه الكميات مرتبطة خلال الثوابت h و c . في ضوء هذا يمكننا القول بأن جدولاً من الحدود الطيفية هو جدول من « مستويات الطاقة » ، وكما سنرى فإن هذا الأسلوب في التعبير له أهمية فيزيائية حقيقية : إنه أكثر من مجرد تغيير في المصطلحات .

٥ - في بعض التقارير الأولية للأطياف الذرية والتركيب الذري يصاغ الموضوع إلى حد ما على صورة فرضين نظريين على النحو التالي :

I - « يمكن أن توجد الذرة فقط في بعض الحالات المستقرة المحددة من الحركة الداخلية . هذه الحالات تكون فئة منفصلة ، وتكون كل حالة مميزة بقيمة محددة للطاقة الكلية » .

II - « عندما تبعث أو تمتص ذرة إشعاعاً كهرومغناطيسياً فإنها تقفز من حالة مستقرة واحدة إلى أخرى . فإذا قفزت الذرة من مستوى طاقة أعلى E_u إلى مستوى طاقة أقل E_l (عندئذ تكون $E_u > E_l$) فسوف ينبعث فوتون ، ويكون تردد الفوتون المنبعث ω معطى بالعلاقة* .

$$h\nu = \hbar\omega = E_u - E_l \quad (10)$$

عكس عملية الإنبعاث هي عملية امتصاص فوتون تردده ω ، في مثل هذه العملية تقفز الذرة من مستوى طاقة أقل إلى مستوى طاقة أعلى .

والآن يجب أن نلاحظ في الحال أنه إذا ما فسر الفرضان السابقان تفسيراً حرفياً ، فإن الفرض الأول قد يبدو واضح الخطأ . « فالحالات العليا » لا يمكن أن تكون ذات ثبات مطلق أو مستقرة على الإطلاق لأن الذرة بالفعل تضمحل من هذه الحالات تلقائياً . ويكون هذا الاضمحلال سريعاً جداً بمقياس الزمن العياني : ويمكننا أن نورد على سبيل المثال زمناً قدره 10^{-8} ثانية كرتبة كبر تقديرية تصف أزمنة الأعمار النمطية للحالات المثارة للذرات . ويجب أن نلاحظ ، على أية حال ، أن زمن العمر هذا يعتبر إلى حد ما طويلاً بمقياس الزمن الذري . فتردد الفوتون الضوئي يكون من رتبة 10^{14} sec^{-1} ، وعلى هذا يكون الزمن الدوري المناظر أقصر بكثير من زمن العمر النمطي للحالة المثارة .

بالنسبة للفرض الثاني يمكننا القول بأنه ليس غنياً بالمعلومات : فقد تركنا تماماً في الظلام بالنسبة لما هو مقصود من أن الذرة « تقفز » من حالة إلى أخرى . وبعض الكتاب في الواقع لا يستخدمون كلمة « تقفز » على الإطلاق ، ولكنهم بالأحرى يقولون أن « الذرة تنتقل من حالة إلى أخرى » وبما لاشك فيه أن طريقة التعبير هذه أكثر شيوعاً على المستوى التعليمي ، ولكنها ليست أكثر وفرة بالمعلومات . ما الذي يحدث بالضبط عند ما تؤدي الذرة الانتقال ؟

بالرغم مما قلناه في التو ، فالقارئ لا ينبغي أن يرفض الفرضين السابقين على أنهما عديمي المعنى ، بل يجب اعتبارهما كتقريب أولى لوصف الظواهر شديدة التعقيد ، وبهذا الاعتبار فإنهما يخدمان غرضاً مفيداً .

٦ - لكي تأخذ في الاعتبار خطوط الطيف المشاهدة في ذرة (أو جزيء أو نواة) سنحاول أن ننشئ تخطيط الحدود أو نظام مستوى الطاقة ، للذرة ، ويكون مفهوماً لنا أنه عبارة عن قائمة بعدد من مستويات الطاقة E_0 ، E_1 ، E_2 ، . . . الخ ، بحيث أن كل خط طيفي مشاهد يناظر انتقالاً بين مستويين من مستويات الطاقة لتخطيط الحدود .

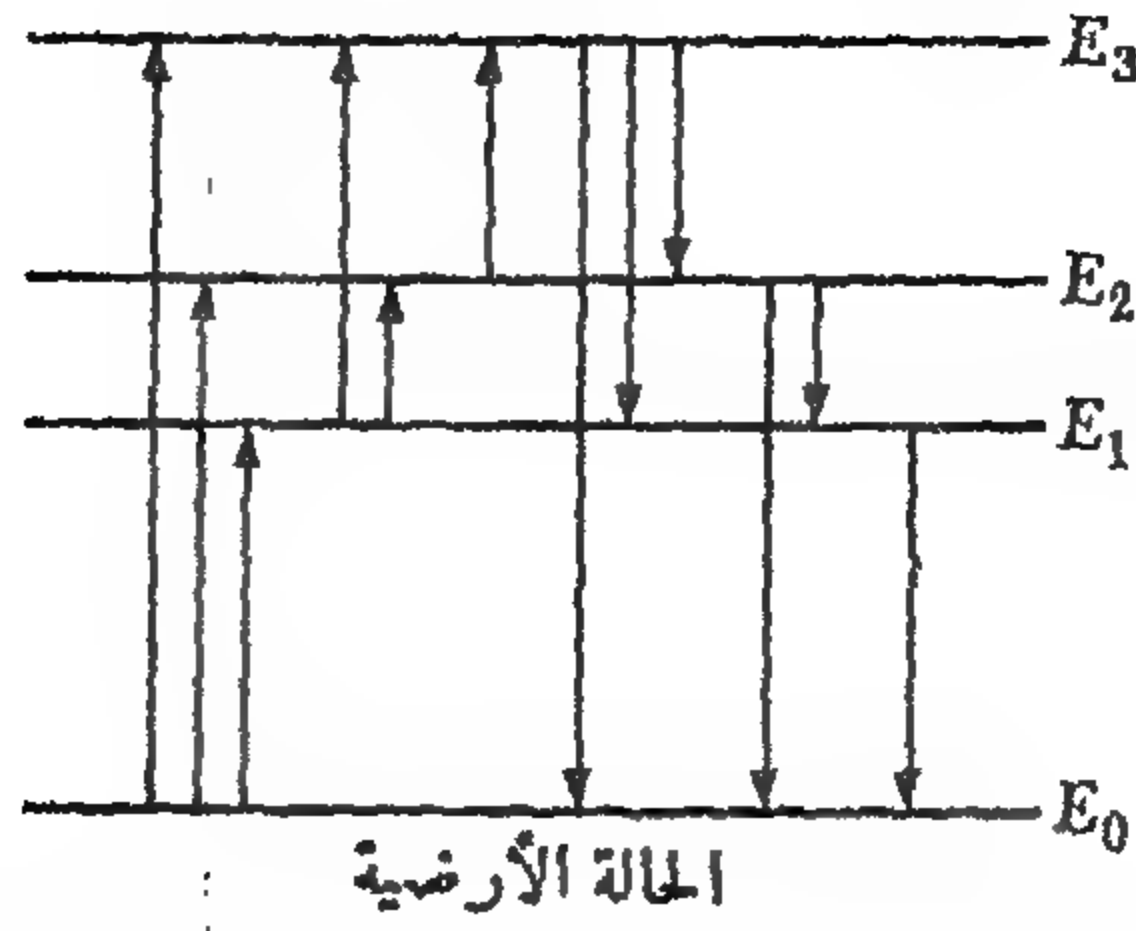
* كما شرحنا في بند ٨ ، الفصل الثاني ، كلا من ν والكمية المصاحبة $\omega = 2\pi\nu$ تسميان « بالتردد » . بالمثل كل من h و $\hbar = h/2\pi$ تسميان « ثابت بلانك » وفيما يلي سوف نستخدم في الغالب ω و \hbar لأن المؤلف يفضلهما أكثر من ν و h .

مقاطع عديدة لطيف الحديد المصورة على
نفس لوح الزجاج . الأطوال الموجية المكتوبة
على اللوح هي بدلالة الأنجستروم . والفرض
من هذه الصورة بالذات لم يكن لقياس الأطوال
الموجية للحديد ، ولكن بالأحرى لاستخدام
هذه الأطوال الموجية المعروفة جيداً لمعايرة
مرسمة الطيف ذات المنشور الكوارتزي .
(صورة بالأذن من Professor S.

، (P. Davis, Brekeley

طيف الهليوم (الخطوط الطويلة) مركب فوق طيف الحديد (الخطوط القصيرة) . والأعداد التي على اللوح تعطي الأطوال الموجية للهليوم بالأنجستروم ويبدو التباين بين تعقيد طيف الحديد وبساطة طيف الهليوم بوضوح شديد .
(صورة بالأذن من . Professor S. P. Davis, Berkeley)

نظام مستويات الطاقة المنشأ بهذه الطريقة غالباً ما يمثل بيانياً على هيئة تخطيط الحدود الموضح في شكل ٦ أ . وتدل الخطوط الأفقية على أربعة مستويات طاقة للنظام كما تدل الخطوط الرأسية بين المستويات على الإنتقالات المحتملة ، أما رموس الأسهم فتدل على ما إذا كان الانتقال يتجه إلى أعلى (امتصاص) أو إلى أسفل (انبعاث) . ومادون تحت الشكل الإنتقالات الستة المحتملة . ومن المؤلف أن نرسم تخطيط الحدود مقابل مقياس رأس خطي للطاقة وعلى هذا تكون ترددات الانتقال متناسبة مع أطوال الأسهم (أو الخطوط) بين المستويات .



شكل ٦ أ تخطيط الحدود مبيناً أربعة مستويات للطاقة ، والانتقالات بينها ، والترددات الممكنة هي :

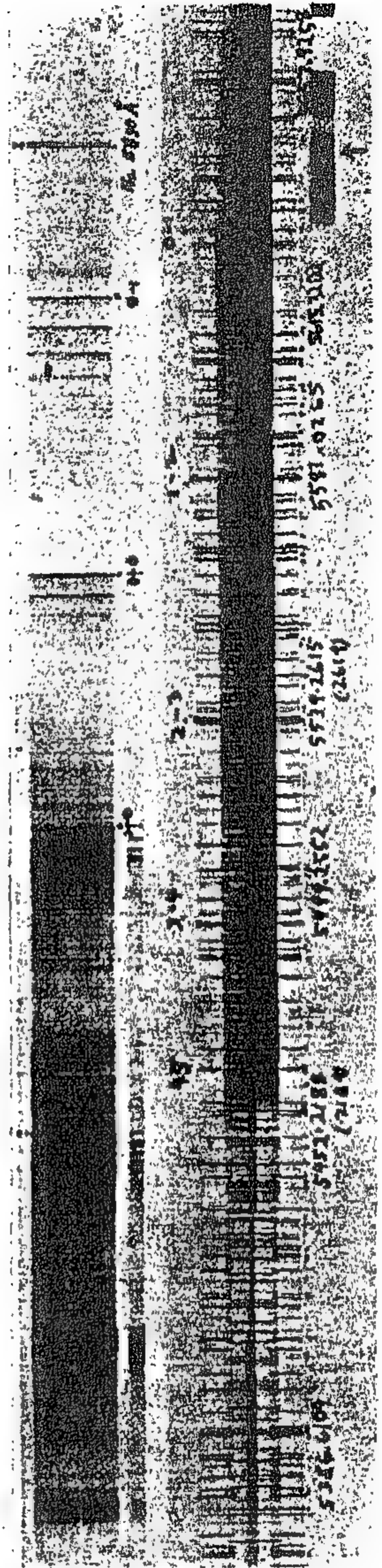
$$\begin{aligned}\omega_{30} &= \frac{(E_3 - E_0)}{\hbar} & \omega_{31} &= \frac{(E_3 - E_1)}{\hbar} \\ \omega_{20} &= \frac{(E_2 - E_0)}{\hbar} & \omega_{21} &= \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar} \\ \omega_{10} &= \frac{(E_1 - E_0)}{\hbar} & \omega_{32} &= \frac{(E_3 - E_2)}{\hbar}\end{aligned}$$

و كما يبين الشكل فإن عدداً صغيراً نسبياً من الحدود يرسم عدداً أكبر بكثير من الخطوط : فعدد أزواج المستويات التي يمكن تكوينها من عدد n من المستويات يساوي $n(n-1)/2$. ويجب أن نذكر ، على أي حال ، أننا لانشاهد على وجه العموم خطوطاً طيفية مناظرة للانتقالات بين كل أزواج الطاقة الممكنة ، وفي هذا الصدد يكون شكل ٦ أ مضملاً إلى حد ما . وسوف نناقش هذه النقطة الهامة فيما بعد .

لكي نقدر تماماً درجة التنظيم التي ستحدثها هذه الطريقة في دراسة الأطياف فإننا نحتاج فقط أن ننظر إلى بعض الأطياف الذرية الأكثر تعقيداً ، أو قد يكون من الأفضل أن ننظر إلى الأطياف الشريطية الجزيئية . (أنظر أشكال ٦ ب ، والأطياف الأخرى المذكورة في هذا الفصل) . ويبين النوع الأخير للطيف بشكل مثير عدداً من الشرائط التي تبدو مكونة من عدد هائل من الخطوط الطيفية المتقاربة . وللوهلة الأولى يبدو الطيف الجزيئي الشريطي بالغ التعقيد . وعلى الرغم من ذلك فقد كان من الممكن أن نستحدث تنظيماً داخل هذا التعقيد : وفي حالات كثيرة يمكننا أن ننشئ تخطيط الحدود الذي يتناول بالشرح كل خط طيف نشاهده .

٧ - إعتبر مرة أخرى شكل ٦ أ ودعنا نفترض أن الشكل يبين تخطيط الحدود لذرة ما ، في مثل هذه الحالة تكون الانفصالات بين المستويات ذات قيمة نمطية من رتبة واحد إلكترون فولت تقريباً .

إفترض أننا ندرس طيف الإمتصاص للذرة . باستخدام ضوء ينبثق من مصدر ذي توزيع طيفي مستمر ، فإننا نلاحظ خطوط الإمتصاص للضوء بعد مروره خلال طبقة من غاز (أحادي الذرة) مكون من الذرات محل البحث . إفترض بالإضافة إلى ذلك أن الغاز بارد لدرجة معقولة ، وليكن عند درجة حرارة الغرفة ، عندئذ سوف نشاهد خطوط الإمتصاص عند الترددات ω_{10} و ω_{20} و ω_{30} ، ولكننا لن نشاهد ها عند الترددات الثلاثة الباقية . وتفسير ذلك بسيط للغاية : فالأغلبية الساحقة لذرات الغاز تكون في الحالة الأرضية ، وعلى هذا فسوف نلاحظ فقط الانتقالات من الحالة الأرضية إلى أي من الحالات الأعلى .



شكل ٦ ب أجزاء من الطيف للجزء C_2 ، مأخوذ عند استطارتين مختلفتين . الطيف الذي على اليسار مأخوذ عند استطارة منخفضة ، ويظهر « الشرائط » المميزة للأطياف الجزيئية . والطيف الذي على اليمين مأخوذ باستطارة أعلى بكثير (أنظر الأطوال الموجية بالأنجستروم على اللوح) . الخطوط التي تكون الشرائط يمكن رؤيتها هنا بوضوح .
(صورة بالأذن من *Professor S. P. Davis, Berkeley*)

وعند زيادة درجة الحرارة يزداد احتمال وجود الذرات في الحالات المثارة . وسوف نتعلم في الجزء الخامس من سلسلة بيركلي * أن نسبة عدد الذرات في الحالة المثارة النونية ($n : th$) إلى عدد الذرات في الحالة الأرضية لغاز محفوظ عند درجة حرارة T تعطى بالعلاقة

$$\frac{N_n}{N_0} = \exp \left(- \frac{E_n - E_0}{kT} \right) \quad (17)$$

عند درجة « حرارة الغرفة » ، التي لها $kT \approx (1/40) \text{ eV}$ ، تمثل هذه النسبة عدداً صغيراً مهملاً وبالتالي فإن الغاز البارد سوف لا يبعث ضوءاً (مرئياً) إلا إذا أثرت الذرات ببعض الوسائل (الخارجية) الأخرى .

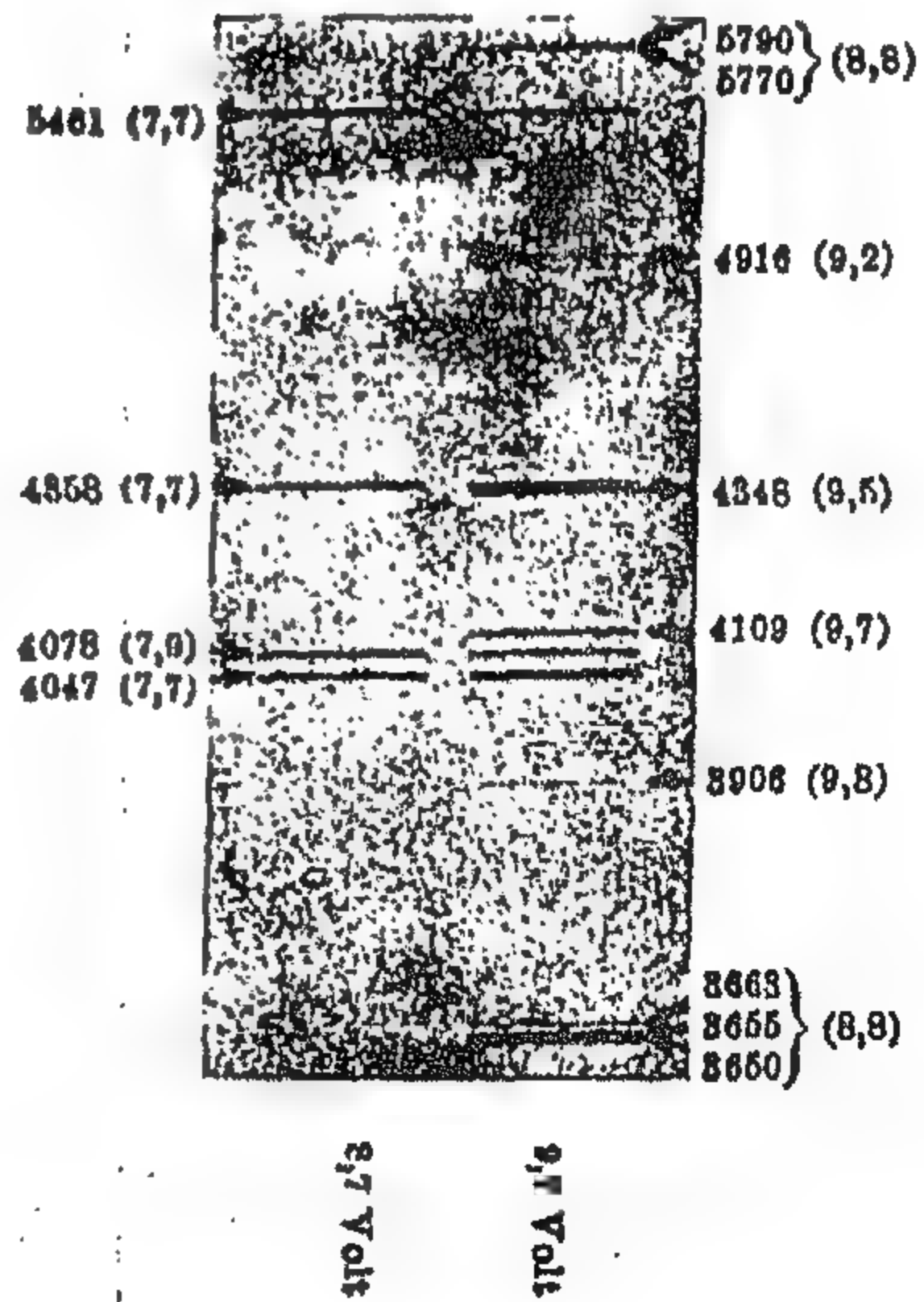
٨ - إذا درسنا طيف الانبعاث لغاز من الذرات المثارة على سبيل المثال بواسطة التفريغ الكهربى ، فقد يمكننا مشاهدة كل خطوط الطيف المبينة . فعند اصطدام إحدى الذرات الموجودة أصلاً فى الحالة الأرضية بالإلكترون ذى طاقة فقد ينقل الإلكترون جزءاً من طاقته إلى الذرة ، وهذا يسبب انتقال الذرة إلى إحدى الحالات الأعلى والتي تضمحل منها بالتالى إلى مستوى أدنى مع انبعاث ضوء . إنه لأمر واضح بذاته أن هذه العملية لا تحدث إلا إذا كان للإلكترون طاقة كافية لرفع الذرة إلى إحدى الحالات المثارة . فإذا كانت طاقة الإلكترون أقل من $(E_1 - E_0)$ فإن الإلكترون يعانى فقط تصادماً مرناً مع الذرة . وإذا كانت طاقته أعلى من ذلك فإن التصادمات غير المرنة التى تؤدى إلى انبعاث ضوء تصبح محتملة .

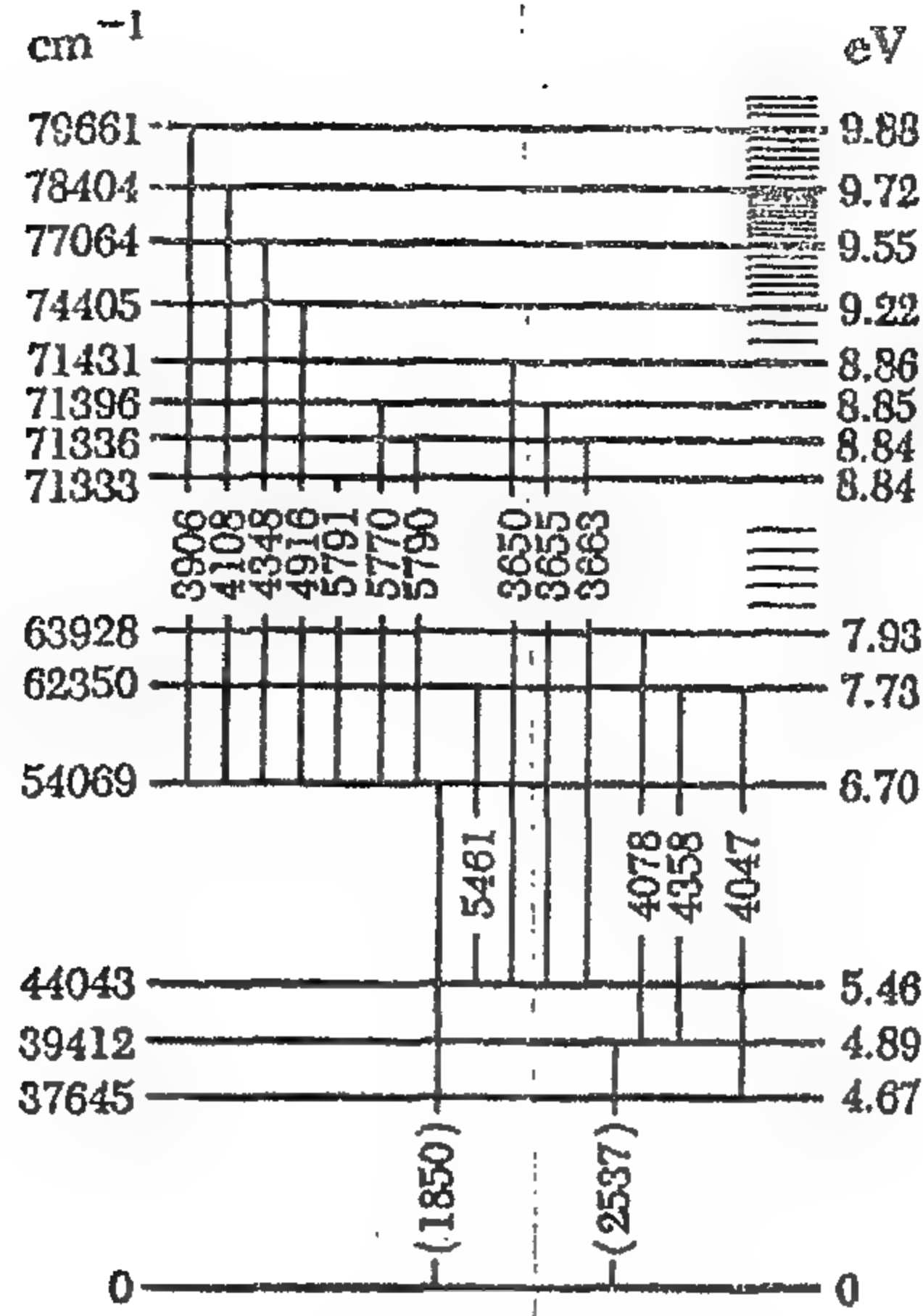
وهناك اختبار تجريبي واضح لهذه الصورة ، وكذلك للأفكار العامة التى يركز عليها الفرضان اللذان أوردناهما فى بند ه . فنحن ببساطة نغير طاقة الإلكترونات المستخدمة فى إثارة الذرات ، وبزيادة الطاقة تظهر بالضرورة خطوط انبعاث جديدة . ويبين شكل ٨ أ بعض نتائج مثل هذه التجربة لغاز من ذرات الزئبق . وكما نرى فإن مظهر الطيف المنبعث يتغير بالطريقة المتوقعة ، ويمكن أن نعلل للتغيرات الناتجة على أساس تخطيط الحدود الموضح فى شكل ٨ ب .

شكل ٨ أ طيف ذرة الزئبق عند إثارتها بواسطة التصادمات مع الإلكترون ، مأخوذة عند طائفتين مختلفتين للإلكترون . هذه الصورة مأخوذة من

G. Hertz, «Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoss, I», *Zeitschrift für Physik* 22, 18 (1924)

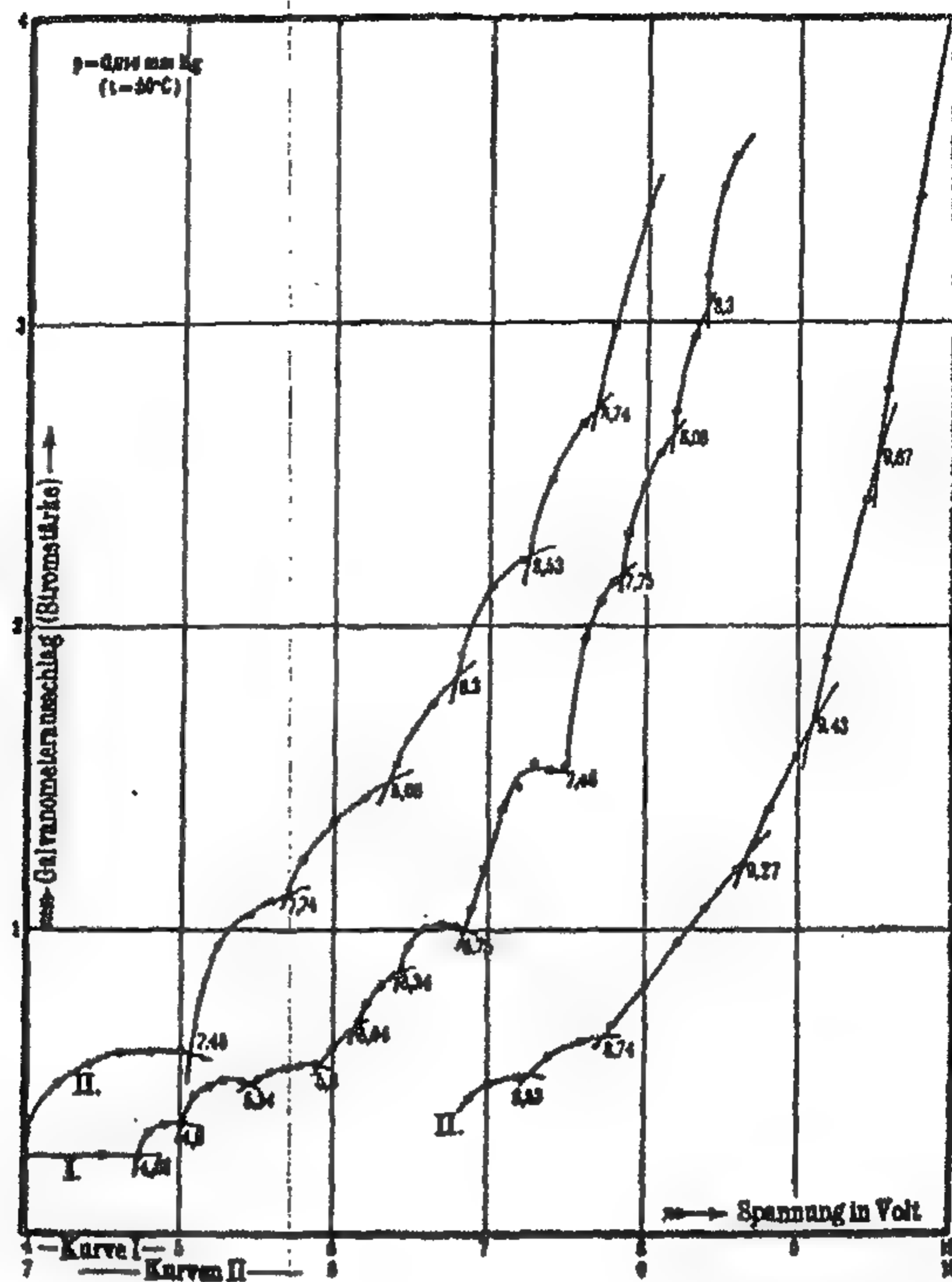
عندما تزداد طاقة الإلكترون من 8.7 eV (الطيف الأيسر) إلى 9.7 eV (الطيف الأيمن) تظهر فئة بأكملها من الخطوط الجديدة ، التى لا يظهر منها أثر فى الطيف الأيسر . الأعداد التى بداخل الأقواس فى الشكل توضح طاقات الإلكترون التى تظهر عندها الخطوط أولاً ، والأعداد التى بدون أقواس هى الأطوال الموجية بالأنجستروم . (بالأذن من *Springer Verlag*)





شكل ٨ ب تخطيط الحدود المبسط للغاية لذرة الزئبق المتعادلة ، موضحاً المستويات المتضمنة في الانتقالات المرئية في شكل ٨ أ . الأعداد التي على اليسار هي طاقات المستويات معبر عنها كأعداد موجية . الطاقات المناظرة بوحدات eV موضحة على اليمين . لاحظ أن تخطيط الحدود هذا لم يرسم بمقياس نسبي . المستويات التي حذقت نتائجها العددية مبينة على اليمين . والأعداد التي على خطوط الانتقال هي الأطوال الموجية بالأنجستروم . كل الإنتقالات إلى الحالة الأرضية تقع في المنطقة فوق البنفسجية . إثنان من هذه الإنتقالات موضحة في الرسم (مع الأطوال الموجية داخل الأقواس) . هذه الخطوط غير مرئية في الأطياف التي في شكل ٨ أ . وتقع نهاية التآين عند 84184 cm^{-1} (المناظرة لـ 10.4 eV) .

٩- يوضح الرسم البياني في شكل ٩ أ نتائج تجربة مماثلة . فذرات الزئبق التي تكون غازاً عند ضغط منخفض تثار عند قذفها بالإلكترونات . وتضمحل الذرات المثارة لتعود إلى الحالة الأرضية مع انبعاث فوتونات ، ويلاحظ وجود هذه الفوتونات (خاصة الفوتونات فوق البنفسجية) عن طريق قياس التيار الكهروضوئي الذي ينشأ نتيجة لسقوط هذه الفوتونات على إلكترونات من الحديد . وعندما تزداد طاقة إلكترونات القذف يمكن لمستويات جديدة أن تثار ، وبناء على هذا يزداد احتمال حدوث انتقالات جديدة . وعند كل مستوى طاقة جديدة لذرة الزئبق يزداد فجأة معدل زيادة عدد الفوتونات المنبعثة مع طاقة الإلكترون ، وعلى هذا يكون ميل المنحنى عند هذه الطاقات غير متصل . ويجب مقارنة مواضع عدم الاتصالات هذه في شكل ٩ أ مع المستويات المبينة في تخطيط الحدود في شكل ٨ ب .



شكل ٩ أ إثارة ذرات الزئبق بواسطة التصادمات مع الإلكترون .
الشكل مأخوذ من

J. Franck and E. Einspörn, «Über die Anregungspotentiale des Quecksilberdampfes», *Zeitschrift für Physik* 2, 18 (1920).

والإحداثي السيني يبين الطاقة للإلكترونات (بمقياسين مختلفين)
والأحداثي الرأسى هو قياس للضوء المنبعث بواسطة ذرات الزئبق . (أنظر
تفسير ذلك فى الكتاب) . عند زيادة طاقة الإلكترون فإن مستويات جديدة
سوف تثار ولكل مستوى جديد يتغير ميل المنحنى تغيراً مفاجئاً لأن الإنتقالات
الجديدة المتضمنة فوتونات إضافية أصبحت ممكنة .

الذرات تكون غازاً من الزئبق ، عند ضغط 0.014 mm Hg
ودرجة حرارة 50°C . (بالأذن من Springer Verlag) .

من الصعب أن نعين بالضبط طاقة إلكترونات القذف ، وعلى الرغم من ذلك فإن قياسات مثل هذه يمكن
بوضوح أن تكون مفيدة جداً فى تعيين نظام مستويات الذرة . فالمنحنى المبين فى شكل ٩ أ يحدد المواضع
التقريبية للعديد من هذه المستويات . وتتكامل هذه النتائج بقياسات دقيقة للأطوال الموجية للخطوط المنبعثة .
وبما أننا نستطيع أن نلاحظ عند أية طاقات للإلكترون يظهر الخط أولاً (إذا استخدمنا طريقة الإثارة

بالكترونات القذف) ، فإنه يمكننا الحصول على معلومات عن المستويات المتضمنة في الإنتقالات ، كما نحصل على معلومات إضافية بدراسة طيف الامتصاص : في هذه الحالة نحن نعرف أن الحالة الأرضية يجب أن تكون المستوى الأدنى .

هذه الطرق وكثير غيرها قد استخدمت في الماضي ، وما زالت تستخدم ، لتجميع قدر هائل من النتائج عن الأطياف الذرية والمستويات الذرية .

١٠ - إن ظاهرة الفلورة يمكن فهمها بسهولة بناء على شكل ٦ أ ، إذ تمتص ذرة في حالتها الأرضية فوتوناً ذا طاقة $(E_3 - E_0)$ ، وبناء على ذلك تعمل انتقالات إلى مستوى الطاقة E_3 . وقد تضمحل من هذا المستوى عن طريق مستويات أخرى ، وعندئذ سوف تشاهد فوتونات لها كل الترددات المدرجة في شكل ٦ أ . على أساس من هذه الصورة يمكننا أن نفهم في الحال قاعدة ستوكس (Stokes) : تردد الضوء المنبعث في الفلورة لا يمكن أن يزيد عن تردد ضوء الإثارة . هذه القاعدة سارية المفعول على وجه العموم ، بالرغم من الاستثناءات التي قد تحدث إذا لم تكن بعض الذرات التي تمتص ضوء الإثارة أصلاً في الحالة الأرضية . في البحث* الذي ناقش فيه أينشتاين التأثير الكهروضوئي ناقش أيضاً قاعدة ستوكس من منطلق الصورة الفوتونية . في ذلك الوقت لم تكن قد ولدت بعد فكرة مستويات الطاقة ، ولكن القاعدة يمكن فهمها أيضاً إذا افترضنا أن طاقة الكم المنبعثة يجب أن تستمد من طاقة الكم الممتصة ..

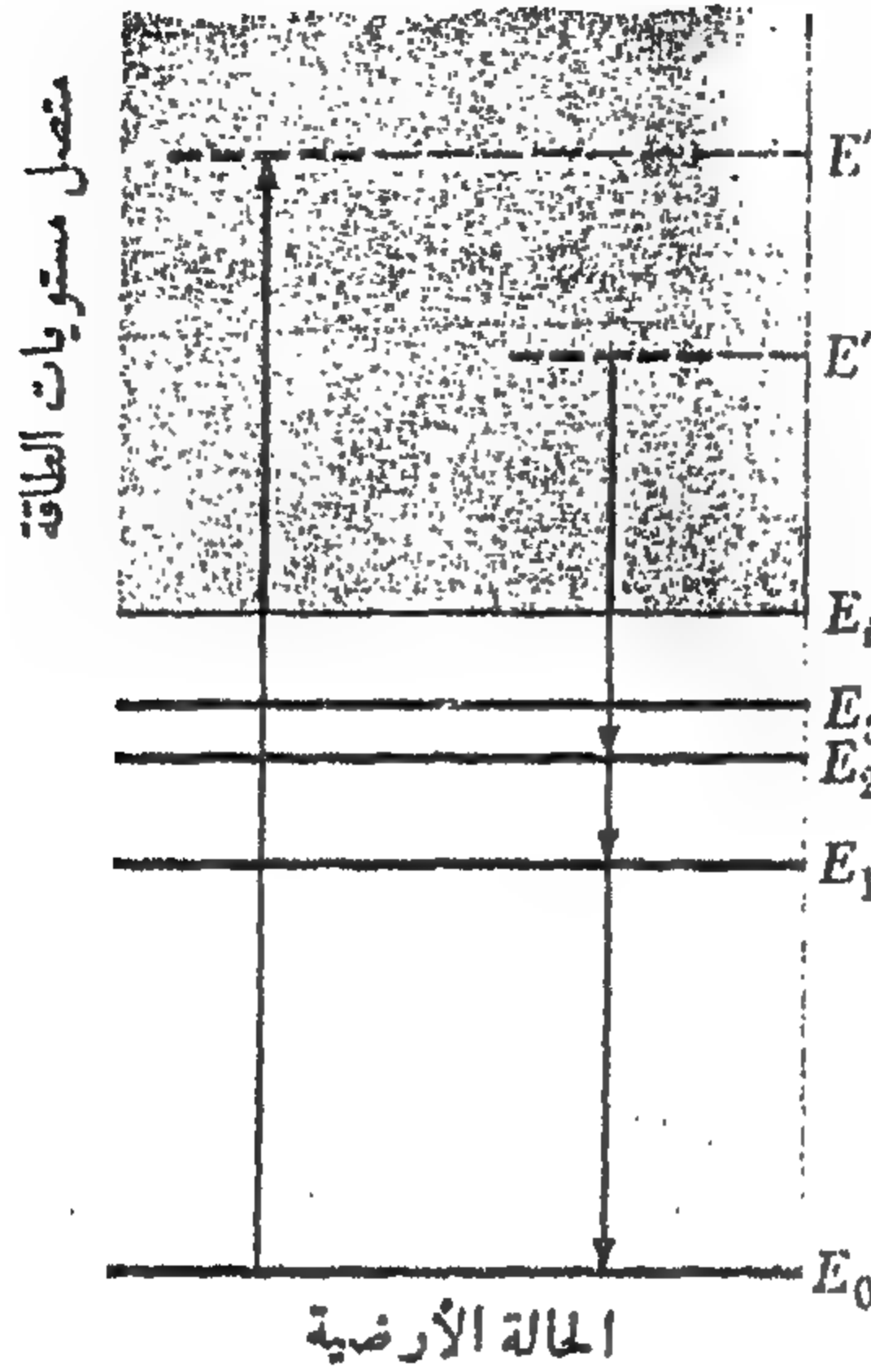
١١ - عند طاقة معينة أعلى من طاقة الحالة الأرضية تصبح الذرة مؤينة . وطاقة التأين هي أقل طاقة يمكن أن يوجد عندها إلكترون وأيون الذرة وحيدة التأين منفصلين تماماً عن بعضهما البعض . عند هذه الطاقة والطاقات الأعلى لم تعد « الذرة » هي الذرة ، ولكننا يمكن أن نعتبر النظام مكوناً من أيون ذرة أحادية التأين وإلكترون . ويمكن لهذا النظام أن تكون له أية طاقة نشاء أعلى من طاقة التأين . وعلى هذا تشتمل فئة الطاقات المحتملة للنظام على فئة المستويات المنفصلة الأقل من طاقة التأين ، والمستمرة أو المتصلة الأعلى من هذه الطاقة . هذه الحالة مبينة تخطيطياً في شكل ١١ أ . وتمثل المنطقة المظلمة أعلى مستوى التأين E_i متصل مستويات الطاقة .

يمثل الخط الرأسى إلى اليسار الإنتقال من الحالة الأرضية إلى الطاقة E' في متصل مستويات الطاقة من خلال امتصاص فوتون طاقته $(E' - E_0)$. وتعرف هذه العملية بالتأثير الكهروضوئي للذرة المفردة . ويظهر الإلكترون المنطلق بطاقة حركتها $(E' - E_i)$.

العملية العكسية للتأين الضوئي (التأثير الكهروضوئي) هي عبارة عن إعادة تجميع بين الإلكترون وأيون الذرة وحيدة التأين بفعل الإشعاع . هذه العملية موضحة بالخط الرأسى الذى على اليمين في شكل ١١ أ . إذ يصطدم إلكترون طاقة حركته $(E'' - E_i)$ بالأيون (الساكن) « وتقفز » المجموعة عائدة إلى مستوى الطاقة E_2

A. Einstein, *Annalen der Physik* 17, 132 (1905).

مع انبعاث فوتون طاقته $(E' - E_2)$. ومن هذا المستوى تستمر الذرة في النزول إلى الحالة الأرضية عن طريق طريق مستوى الإثارة الأول كما هو مبين بالأسهم . وفي كل انتقال في هذا التتابع ينبعث فوتون بالتردد الملائم .



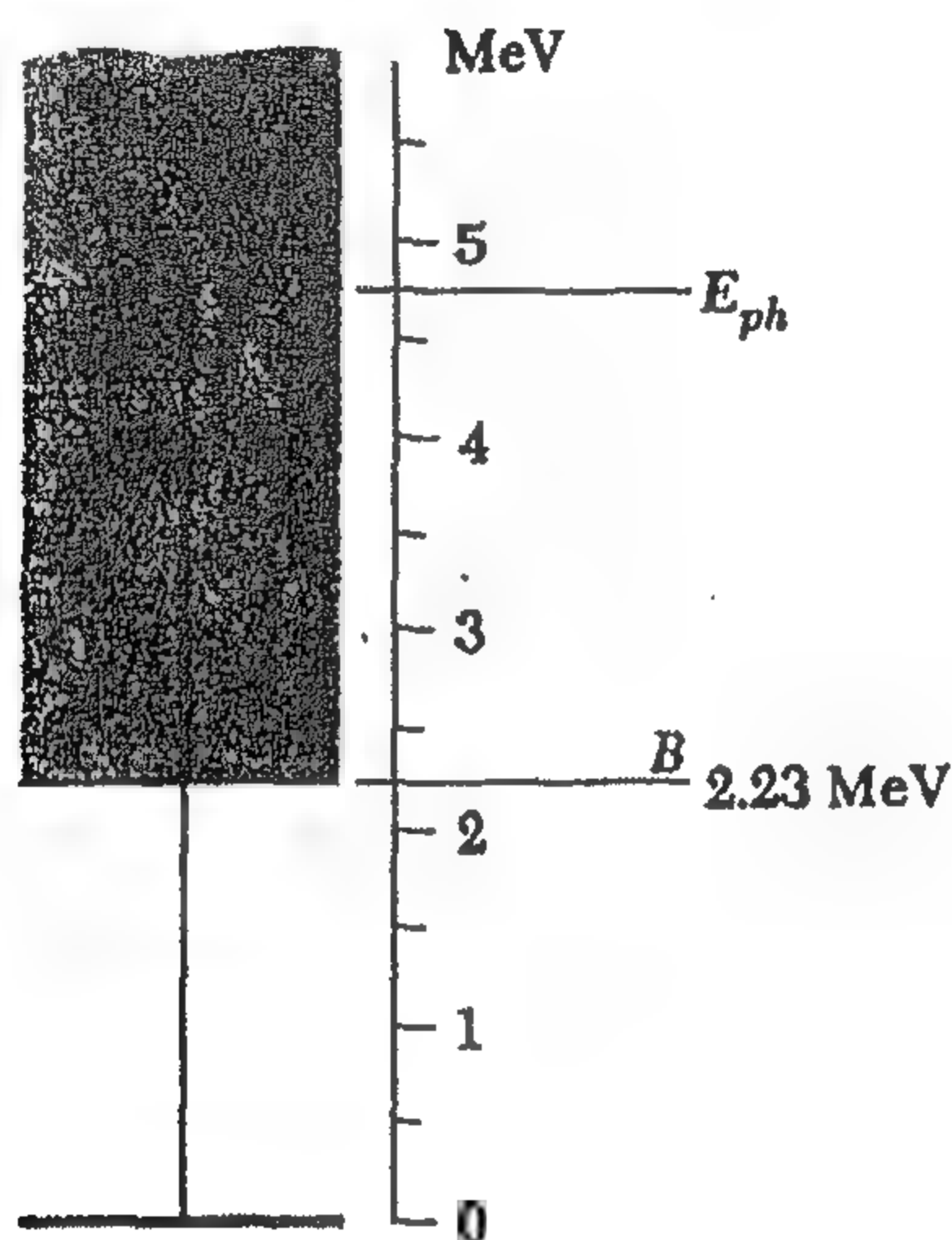
شكل ١١ أ تخطيط الحدود مبيناً مستويات طاقة منفصلة وأخرى متصلة (باللون الرصاصي) أعلى مستوى التأين . الإنتقالات بين المستويات المنفصلة وبين المتصلة مبينة بالأسهم الرأسية . الخطان الأفقيان داخل متصل مستويات الطاقة لا يمثلان مستويات طاقة للذرة ، ولكن بالأحرى طاقتان خاصتان في منطقة الطاقات المتصلة التي خلالها يمكن أن يوجد نظام مكون من إلكترون وأيون .

وفي الفيزياء الذرية غالباً ما ينحصر مستوى التأين قيمة مقدارها صفر . وعلى هذا يكون لكل الحالات المقيدة طاقات سالبة . وهناك أيضاً اختبارات أخرى ممكنة ومناسبة . أما في الفيزياء النووية فغالباً ما ينحصر القيمة صفر للحالة الأرضية للنواة . ويجدر بنا أن نذكر أن اختيار نقطة الصفر هو أمر اصطلاحي بحت .

١٢ - لقد اعتبرنا حتى الآن الذرات فقط في ضوء الفرضين السابقين . إن مفهوم مستويات الطاقة والإنتقالات بين هذه المستويات هو على أي حال أكثر شمولاً من الناحية التطبيقية ، ويمكن أن نناقش الجزيئات والأنوية بنفس الأسلوب . إفتراض نظاماً اختيارياً من الجسيمات ، بأي عدد ومن أي نوع . مستوى التأين ، أو مستوى التفكك ، الذي تكون الطاقات المحتملة فوقه متصلة ، هو أقل طاقة

توجد عندها المجموعة كجزئين منفصلين ، على مسافة كبيرة من بعضهما البعض . أقل من هذه الطاقة يمكن أن تصادف عدداً من مستويات الطاقة المنفصلة التي تناظر حالات مترابطة للمجموعة . (هذا التمييز الذي يمثل روح الفرضين يجب أن يتحقق إذا كنا نرغب في توخي كثير من الدقة) .

كشال، على تخطيط الحدود في الفيزياء النووية سنعتبر تخطيط الحدود للديوتريون ، المبين في شكل ١٢ أ . الديوتريون ليس له حالات إثارة منفصلة ، وطاقة الترابط B ، للديوتريون هي $B = 2.23 \text{ MeV}$ ، والتي تعني أن حالات الطاقة المتصلة تبدأ عند الطاقة B فوق الحالة الأرضية . عند الطاقات الأعلى من B لا يبقى « الديوتريون » كما هو ديوتريون ، لكنه يصبح نظاماً مكوناً من نيوتريون وبروتون منفصلين عن بعضهما البعض .



شكل ١٢ أ تخطيط الحدود لمجموعة البروتون - نيوتريون ، مبيناً الحالة الأرضية للديوتريون ، ومتصل مستويات الطاقة الذي يبدأ عند طاقة التفكك 2.23 MeV فوق الحالة الأرضية . ويرمز السهم إلى التفكك الضوئي للديوتريون .

يمثل السهم الرأسى في الشكل التفكك الضوئي للديوتريون . إذ يؤدي فوتون ذو طاقة $E_{ph} > B$ إلى تفكك الديوتريون إلى بروتون ونيوتريون بطاقة حركة مجتمعة $(E_{ph} - B)$. ومن الواضح أن هذه العملية ، التي درست تجريبياً بمزيد من التفصيل ، تماثل تماماً التأين الضوئي للذرة ، الذي ناقشناه في البند السابق وعكس هذه العملية عملية الأسر الإشعاعي لنيوتريون بواسطة بروتون .

١٣ - ويرجو المؤلف أن تكون هذه الملاحظات الأولية بتخطيط الحدود قد أقنعت القارئ بأن الفروض التي أوردناها مفيدة بالفعل في دراستنا لتركيب الذرات . الجزئيات والأنوية . نسترشد بمساعدة تخطيط

الحدود لتنظيم المشاهدات المادية على الأطياف ومن الواضح أن أهم جزء للفرض الثاني هو العلاقة (ه أ) .
أما النص الخاص « بالذرة القافزة » فلم يقصد به أن نصف تفاصيل عمليات الانبعاث والإمتصاص :
إنها مجرد طريقة رائعة للتعبير عن أن شيئاً ما يحدث .

وبحكم العادة أصبحت كلمة « تقفز » مقررّة تماماً كمصطلح دارج في فيزياء الكم . وفي رأى المؤلف
أنها لم تكن اختياراً موفقاً ، وقد يظن المرء أنها سببت كثيراً من المعاناة التي لا حاجة لها في دراسة الفيزياء .
فالكلمة ذات خطورة بسبب ما توحى به : فعندما نقول أن « المجموعة تقفز من أحد المستويات إلى الآخر »
يتراءى وكأن العملية تحتوي على سلوك معين مفاجئ وغير مستمر ، والصورة الذهنية التي تكونها بناء
على ذلك قد تضللتنا كثيراً .

الاتساعات المحدودة لمستويات الطاقة

١٤ - في مناقشتنا حتى الآن لم نتعرض لأية صعوبات مع « صورة - القفز » ، ويرجع السبب في
ذلك ببساطة إلى أننا في الحقيقة لم نستخدمها : لقد استخدمنا فقط المعادلة (ه أ) . ولنعتبر الآن الحالة
التي قد تجرنا إلى مشكلة عندما نتناول « صورة القفز » حرفياً .

يسقط الفوتون ذو التردد ω_0 على ذرة موجودة أصلاً في حالتها الأرضية . ويحدث بالمصادفة أن
يُناظر التردد ω_0 طاقة انتقال الذرة من الحالة الأرضية إلى إحدى الحالات المثارة ، عندئذ تمتص الذرة
ذلك الفوتون وتحدث عملية القفز . وفي النهاية تقفز الذرة عائدة إلى الحالة الأرضية مرة أخرى ، وذلك
بإعادة إشعاع فوتون تردده ω_0 . وقد ينبعث الفوتون في أى اتجاه وعلى هذا فإن الذرة سوف تشتت الضوء
الساقط بالتردد المناسب ω_0 . إفتراض على أية حال ، أن الضوء الساقط لم يكن له التردد المناسب ω_0 ،
ولكن بدلاً من ذلك كان له تردد ω يختلف قليلاً عن ω_0 . عندئذ هل تشتت الذرة الضوء ؟ والإجابة بنعم .
فقد وجد بالتجربة أن فعالية الذرة كأداة تشتيت تتغير عندما نسمح للتردد الساقط بالتغير من قيمة
أقل من ω_0 : فتزداد الفعالية في البداية . لتصل إلى نهاية عظمى حادة عند $\omega = \omega_0$ ثم تبدأ في التناقص
مرة أخرى . وبشكل ما فإن الفوتونات ذات التردد الخاطئ يمكنها أيضاً أن تحدث « قفزات » : وتدلنا
التجارب على أن هذا ممكن . أضف إلى ذلك أننا قد نتساءل عن قيمة تردد الإشعاع المشتت إذا كان تردد
الإشعاع الساقط ω_0 $\neq \omega$. « وصورة القفز » يمكن أن تقترح علينا أن هذا التردد يجب أن يكون
التردد « الصحيح » ، على وجه التحديد ω_0 ، وهو يخالف ما وجد بالتجربة : فالتردد المعاد بعثه هو
بالفعل ω ، كما نتوقع على أساس من مبدأ حفظ الطاقة (وصورة الفوتون) .

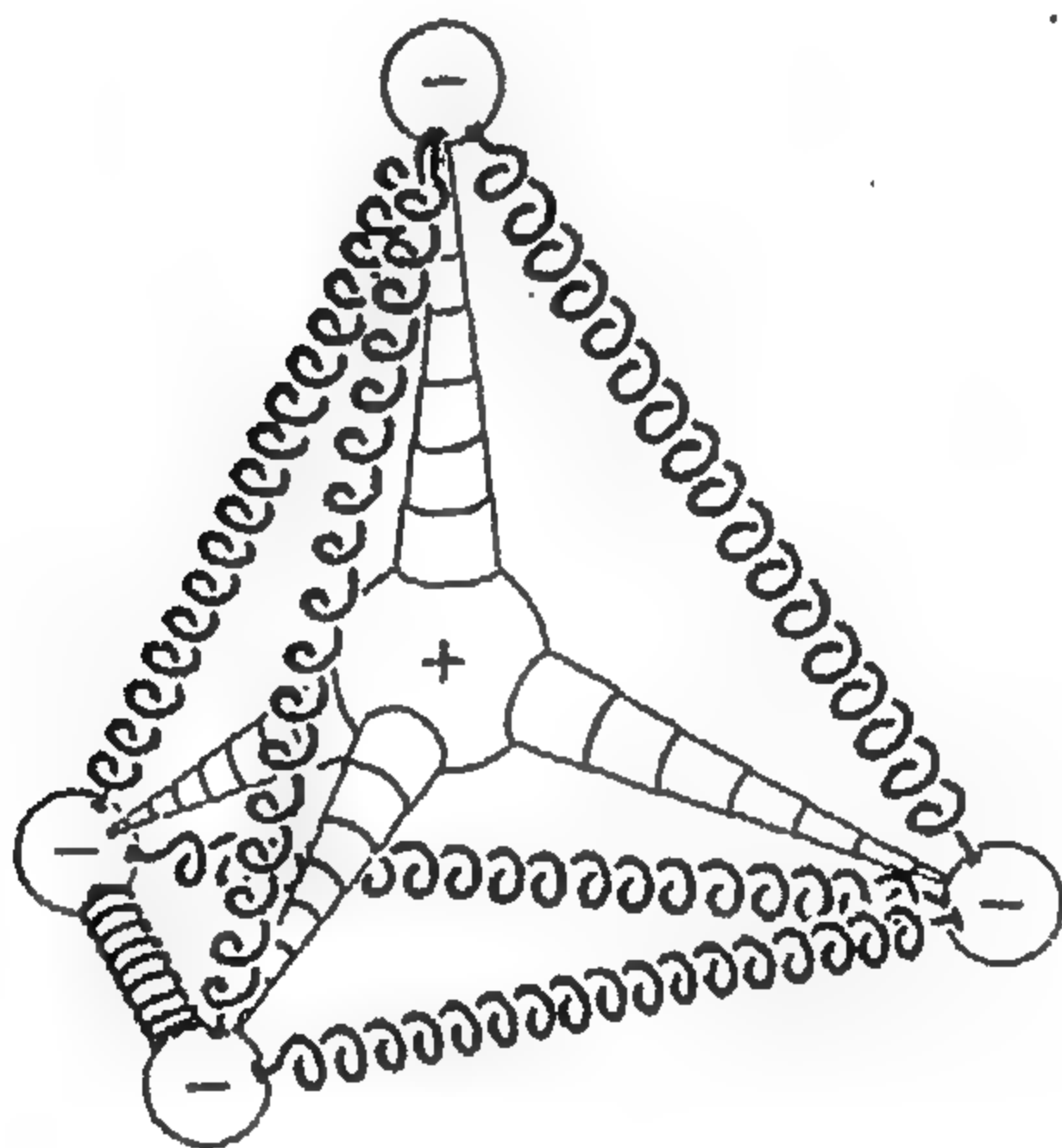
في مناقشتنا لهذه الظاهرة ، المعروفة بالرنين المغلور ، يكون من الصعب اعتبار اللفظ « قفز »
كتقريب : بل إنه قد يقودنا إلى سوء فهم .

١٥ - وقد يمكن فهم الحقائق المشاهدة بسهولة بدلالة نموذج آخر . وذلك باعتبار الذرة كنظام ميكانيكي
تكون فيه الإلكترونات مقيدة للنواة بواسطة زنبركات . نظام كهذا سوف يكون له عدد من الترددات
الرنينية ، أحدها هو التردد ω_0 وفي الحالة الأرضية للذرة يكون هذا النظام في حالة سكون ، ولكن سقوط

موجة كهرومغناطيسية سوف يثير ذبذبات في النظام . نتيجة لذلك تشع الإلكترونات المتذبذبة موجة كهرومغناطيسية لها نفس تردد الموجة الساقطة . وتزداد سعة الذبذبات كلما اقتربنا من تردد الرنين ω_0 ومن الواضح أن فعالية الذرة كأداة للإستطارة سوف تكون أكبر عندما يكون التردد الساقط مساوياً للتردد ω_0 .

بالإضافة إلى ذلك ، بل ما هو أبلغ أهمية أن الموجة المشعة سوف تشترك مع الموجة الساقطة في علاقة طور محددة ، وعلى هذا فسوف تتداخل مع الموجة الساقطة بطريقة محددة جداً يكون من الصعب على « صورة القفز » أن تحسن تفسيرها . إن العيب الأكثر خطورة « لصورة القفز » في هذه الحالة أنها تحلل عملية الإستطارة بأسلوب لا يمت إلى الحقيقة بصله ؛ فعملية الإستطارة يجب اعتبارها كعملية واحدة متماسكة وليست كعملية مكونة من قفزين يكون فيها القوتون المنبعث في القفزة الثانية غير مرتبط بعلاقة طور محددة مع القوتون الممتص في القفزة الأولى .

أن تكون الموجة المعاد إشعاعها مترابطة مع الموجة الساقطة أو غير مترابطة هو أمر يمكن اختباره بالتجربة ، والدليل يكون في النهاية في جانب نموذج المتذبذب الذي يتنبأ بالترابط .



شكل ١٥ أ نموذج ميكانيكي للذرة ، يساعد على فهم الرنين المفلور . إذا أثر هذا التركيب الآلى الغريب بواسطة ركلة (ولتكن تصادماً مع إلكترون) ، فسوف يتذبذب وحيث أن الإلكترونات مشحونة ، فسوف ينبعث إشعاع كهرومغناطيسي عند ترددات الرنين للنظام . وتكون الحركة بالضرورة متضائلة ، لأن النظام يفقد طاقة خلال عملية الإشعاع .

وتحت تأثير موجة كهرومغناطيسية ساقطة ، سوف تؤدي الذرة ذبذبات قسرية عند تردد الموجة الساقطة ، وعلى هذا سوف تبعث إشعاعاً عند نفس التردد . وهذه هي ظاهرة الرنين المفلور .

١٦ - وتقرّح علينا مناقشتنا للرنين المفلور تفسيراً جديداً لمستويات الطاقة للذرات والأنوية والجزيئات : ففوارق مستويات الطاقة تناظر ترددات النظام التي يمكنه الرنين عندها . ففوارق مستويات الطاقة هي رنينات .

بالطبع يجب ألا نأخذ أي نموذج ميكانيكي مكون من زنبركات وروافع مأخذ الجد : فن الواضح أن هذا يكون هراء . والسبب في أن نماذج معترف بخطئها كهذه يمكنها أن تحسن وصف ظواهر مثل الرنين المفلور هو ببساطة برهان على أن كثيراً من سمات ظاهرة الرنين لا تتوقف على تفاصيل النموذج : فكل ما يهم هو نظام الترددات الرنينية (مع ثوابت التضاؤل المصاحبة) وطبيعة الارتباطات للأشكال الرنينية المتنوعة مع مصدر الإثارة الخارجى .

١٧ - إقرض الآن أننا نحاول أن نعين طاقة مستوى أعلى من الحالة الأرضية للذرة وذلك بواسطة تعيين تردد الفوتونات التي يمكن أن تسبب انتقالات من الحالة الأرضية إلى الحالة المثارة . بقول آخر : نحن نحاول أن نعين التردد الذي يحدث رنيناً ذرياً . على أى حال ، لا توجد قيمة وحيدة لمثل هذه التردد : فالذرة تستجيب خلال فترة ترددات صغيرة . وبالطبع يمكننا القول بأن التردد « الصحيح » الذي يحدد طاقة المستوى هو التردد ω_0 الذي تكون عنده الإستجابة نهاية عظمى . على أية حال ، لا تزال الحقيقة باقية وهي أن الذرة تستجيب أيضاً لترددات تجاور مباشرة التردد ω_0 ، وعلى هذا فالخط في طيف امتصاص الذرة لا يمكن أن يكون حاداً بمعنى الكلمة : ولكنه ذو اتساع محدود . وقد تحقق مثل هذا السلوك بالتجربة : فالخطوط في طيف الامتصاص لها اتساعات محدودة .

يمكننا عندئذ أن نسأل : ماذا عن خطوط الطيف المنبعثة بواسطة الذرة ؟ هل لها أيضاً اتساعات محدودة ؟ والإجابة بنعم . فالخط المنبعث له نفس اتساع الخط الممتص الذي يناظره . (ويجب هنا أن نذكر أن اتساعات خطوط الأطياف الضوئية ، كما نشاهدها عملياً ، ترجع إلى عدد من المؤثرات المختلفة . وسوف نهتم هنا باتساع خط الطيف المنبعث ، أو الممتص بواسطة ذرة معزولة . وفي حالة سكون مبدئى بالنسبة للمشاهد . فهذا الإتساع يكون بمثابة خاصية ذاتية للذرة . ودعنا نفعل مؤقتاً كل الأسباب الأخرى التي تحدث الإتساع : فسوف نناقش هذه الأسباب فيما بعد في هذا الفصل) .

ما الذي تعنيه أن خط الإنبعث له اتساع محدود ؟ إنها تعنى حرفياً ما نقوله : فإذا ما صورنا الخط بمرسمة طيف ذات قدرة فائقة على التفريق ، فإننا نجد أن الخط له اتساع محدود . فتردد الضوء المنبعث ليس ω_0 بالضبط ، ولكننا نجد أيضاً ترددات تجاور مباشرة التردد ω_0 .

١٨ - وحيث أن موضع مستوى الطاقة يتحدد من خلال إجراء مشاهدات على خطوط الإنبعث وخطوط الامتصاص ، وحيث أن هذه الخطوط دائماً اتساعات محدودة وجب علينا أن نستنتج أن طاقة الحالة المثارة لا يمكن أن تكون معرفة بدقة . فإذا ما اعتقدنا ، في الصورة الفوتونية وفي مبدأ حفظ الطاقة فإننا مجبرون على قبول هذا الاستنتاج . وعلى هذا يكون فرضنا الأول في بند ه ليس صحيحاً بالمعنى الحرفى للكلمة . فمستويات الطاقة الأعلى من الحالة الأرضية لها اتساعات محدودة .

إفترض أننا نعين الطاقة لحالة مثارة معينة في ذرة (أو جزيء أو نواة) بملاحظة خط الإمتصاص الذي يصل بين الحالة المثارة والحالة الأرضية ، فإذا كانت استجابة الذرة نهاية عظمى عند التردد ω_0 ، فيمكننا أن نختص الحالة المثارة بكمية الطاقة المتوسطة $E = E_0 + h\omega_0$ ، حيث E_0 هي طاقة الحالة الأرضية . وإذا كان اتساع الخط هو $\Delta\omega$ (معرف بأحد الطرق المناسبة) ، فإننا نقول أن اتساع مستوى الطاقة المثار هو $\Delta E = \hbar\Delta\omega$ وبمجرد أن ندرك أن مستويات الطاقة ذات اتساعات محدودة فليس هناك ما يدعو لاستخدام التعبير الأخرى « الطاقة المتوسطة » . فنحن ببساطة نتحدث عن « الطاقة » للمستوى بمفهوم أن هذه الطاقة تشير إلى الطاقة المتوسطة ذات التعريف المناسب .

١٩ - إن طبيعة الإقتراض المبسط الذي يركز عليه الفرض الأول يمكن توضيحها إلى حد بعيد بمثال من الميكانيكا الكلاسيكية . إفترض أننا وضعنا بندولا في حالة حركة ثم ترك ليتأرجح بنفسه . إفترض أن قوى الاحتكاك (وأهمها مقاومة الهواء) كانت صغيرة ، ولكنها ليست معدومة ، بحيث أن البندول يستطيع أن يصنع عدة مئات من الذبذبات قبل أن تنقص طاقته التذبذبية إلى $1/e$ من قيمتها الابتدائية . (الزمن اللازم لهذا هو « متوسط عمر الحالة التذبذبية ») ولتكن الفترة الزمنية بين تأرجحين متتاليين إلى اليمين هي ثانية واحدة .

إفترض الآن أن شخصاً ما سألنا عن تردد البندول ، قد نجيب على الفور بأن التردد هو واحد لكل ثانية . هذه بالتأكيد إجابة معقولة ، ولكنها تكون خاطئة إذا توخينا الدقة : « فالتردد » كما نفهمه هو معدل تكرار الظاهرة الدورية . وحركة البندول هي ، على أية حال ، دورية فقط من الوجهة التقريبية وذلك بسبب أن سعة الذبذبة تتضاءل بمرور الزمن . وتردد الحركة التوافقية المتضائلة ليس محدداً بدقة ، ورغماً عن ذلك فقد يكون ، لكل الأغراض العملية ، محدد بالفعل لدرجة كبيرة .

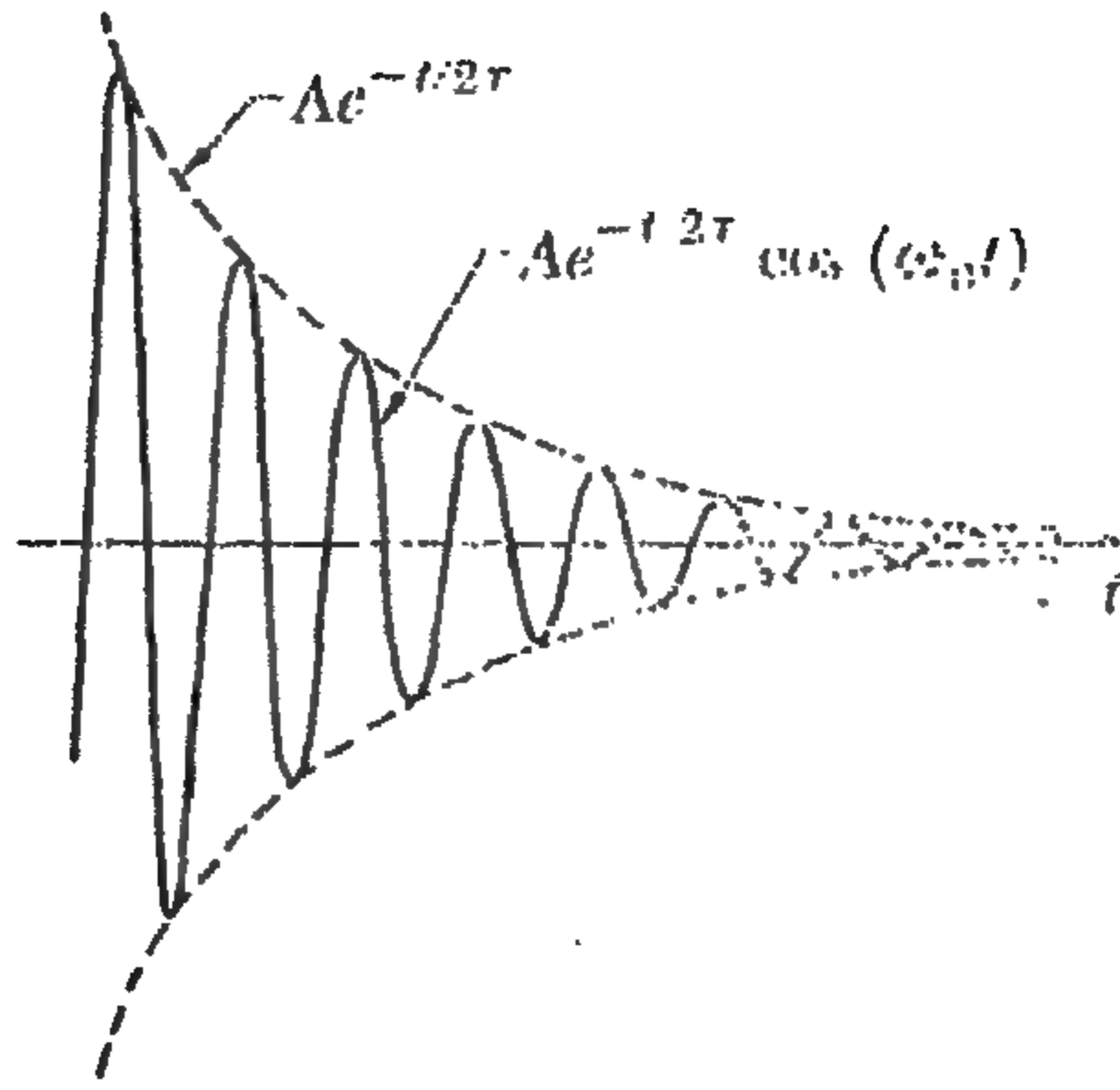
تشبه الذرة الباعثة للإشعاع في بعض النواحي ذلك البندول المتضائل ، فعملية الإنبعث لا تستمر إلى الأبد وهذا يعني بالضرورة أن « التذبذب داخل الذرة » هو تذبذب تضاؤلي . وعلى هذا ، لا يوجد هناك تردد محدد بدقة ، لأن ظاهرة التذبذب ليست ظاهرة دورية خالصة . فالإشعاع الكهرمغناطيسي المنبعث بواسطة ذلك « الشيء » المتذبذب داخل الذرة لا يكون عندئذ وحيد اللون ، ويكون للخط المنبعث اتساع محدود .

٢٠ - إذا فكرنا في الشكل ١٩ أ . فقد يتبادر إلينا أنه كلما كان التضاؤل صغيراً كلما كان التردد أفضل تحديداً ، وقد نحس بأنه ربما كان عدم التيقن $\Delta\omega$ في التردد متناسباً عكسياً مع متوسط العمر τ .

لكي نبحث هذه المسألة سوف نعتبر انبعث واستطارة الضوء بواسطة الذرة على أساس « نموذج المتذبذب » الذي أوردناه في بند ١٥ . ونفترض وجود حالتين فقط : الحالة الأرضية والحالة المثارة ذات الطاقة $h\omega_0$ الأعلى من الحالة الأرضية .

ولنعتبر أولاً الذرة بذاتها ، بعد إثارتها مباشرة ، ونرمز بالرمز $A(t)$ لسعة ما قد يتذبذب داخل الذرة ، وسوف نفترض أن اعتماد السعة على الزمن هو

$$A(t) = A \exp\left(-i\omega_0 t - \frac{t}{2\tau}\right) \quad (120)$$



شكل ١٩ أ عملية التذبذب المتضائل أسياً ، مبيناً السعة كدالة في الزمن .
 بما أن العملية ليست دورية محضة في الزمن يكون من الخطأ أن نقول
 أن تردد التذبذب هو ω_0 ، لأن مفهوم التردد يشير إلى الظاهرة الدورية .
 إذا لم يكن التضائل كبيراً جداً فن الملائم أن نقول أن التردد يكون تقريباً ω_0
 ومن الواضح بدهة أنه كلما كان التضائل أصغر ، أى كلما كان النقص
 في السعة لقيمتين متتاليتين أصغر ، كلما كان تحديد التردد أفضل .

حيث A مقدار ثابت . (٢٠ أ) تمثل اعتماد السعة على الزمن لتذبذب توافقي متضائل متوسط تردده ω_0
 بدلالة الدوال المركبة .

حيث أن ظاهرة التذبذب تتضمن جسيمات مشحونة فمن المتوقع أن ينبعث إشعاع كهرومغناطيسي
 (ذو تردد ω_0) ، ويجب أن يكون توقف السعة على الزمن للموجة المنبعثة له نفس الصيغة (٢٠ أ)

الشدة $I(t)$ للإشعاع المنبعث تتناسب مع التربيع المطلق للسعة :

$$I(t) = C|A(t)|^2 = C|A|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (٢٠ ب)$$

حيث C هو ثابت ما . وعلى هذا يمكننا أن نكتب

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (٢٠ ج)$$

وقد اخترنا أن نكتب عامل التضائل الأسى في (٢٠ أ) على الصورة $\exp(-t/2\tau)$ لأننا نرغب
 في أن نحصل على العامل $\exp(-t/\tau)$ في الصيغة الخاصة بالشدة . ومن الواضح أن كيفية كتابة هذا العامل
 هو أمر اصطلاحى ، ، ويعنى كيف نعرف τ . ويعرف τ بأنه الزمن اللازم لكي تقل شدة الإشعاع بمقدار
 العامل $1/e$. وحيث أن τ يكون قياساً لدورية العملية ، فإننا نستطيع تفسير τ على أنه متوسط عمر
 الحالة المثارة « فعظم التضائل يحدث خلال زمن من رتبة τ » .

٢١ - سعة - المتذبذب $A(t)$ المعطاة بالعلاقة (٢٠ أ) تحقق معادلة تفاضلية من الرتبة الأولى :

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau} \right) A(t) = 0 \quad (٢١ أ)$$

هذه المعادلة التفاضلية المتجانسة تصف المتذبذب في غياب أى مؤثرات خارجية . إفرض الآن أن ضوءاً أحادي اللون تردده ω يسقط على المتذبذب . يجب عندئذ أن تعدل المعادلة (٢١ أ) بإضافة نصي يصف القوة المحركة الخارجية ذات التغير التوافقي . والمعادلة التفاضلية غير المتجانسة الناتجة للمتذبذب تكون عندئذ على الشكل

$$\frac{dA(t)}{dt} + \left(i\omega_0 + \frac{1}{2\tau} \right) A(t) = F \exp(-i\omega t) \quad (٢١ ب)$$

حيث F هو الثابت الذي يصف مقدار القوة المحركة .

وللمعادلة (٢١ ب) الحل الدائم - الحال (مع إهمال الحلول المؤقتة)

$$A(t) = \frac{iF \exp(-i\omega t)}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau} \quad (٢١ ج)$$

الذي يناظر تذبذباً بسعة ثابتة عند التردد الخارجى ω .

شدة الإشعاع المنبعث من المتذبذب تتناسب مع التربيع المطلق للسعة $A(t)$. ويشاهد الإنبعاث من المتذبذب القسرى على صورة إشعاع مستطير أو مشمت ، وكية الإستطارة تتناسب مع الشدة . دعنا نرمز لكية الإشعاع المستطير في وحدة الزمن لوحدة السعة للإشعاع الساقط بالرمز $S(\omega)$ ، حيث ω هو تردد الإشعاع الساقط . وباعتبار المعادلة (٢١ ج) يمكننا أن نكتب

$$S(\omega) \text{ proportional to } \left| \frac{1}{(\omega - \omega_0) + i/2\tau} \right|^2$$

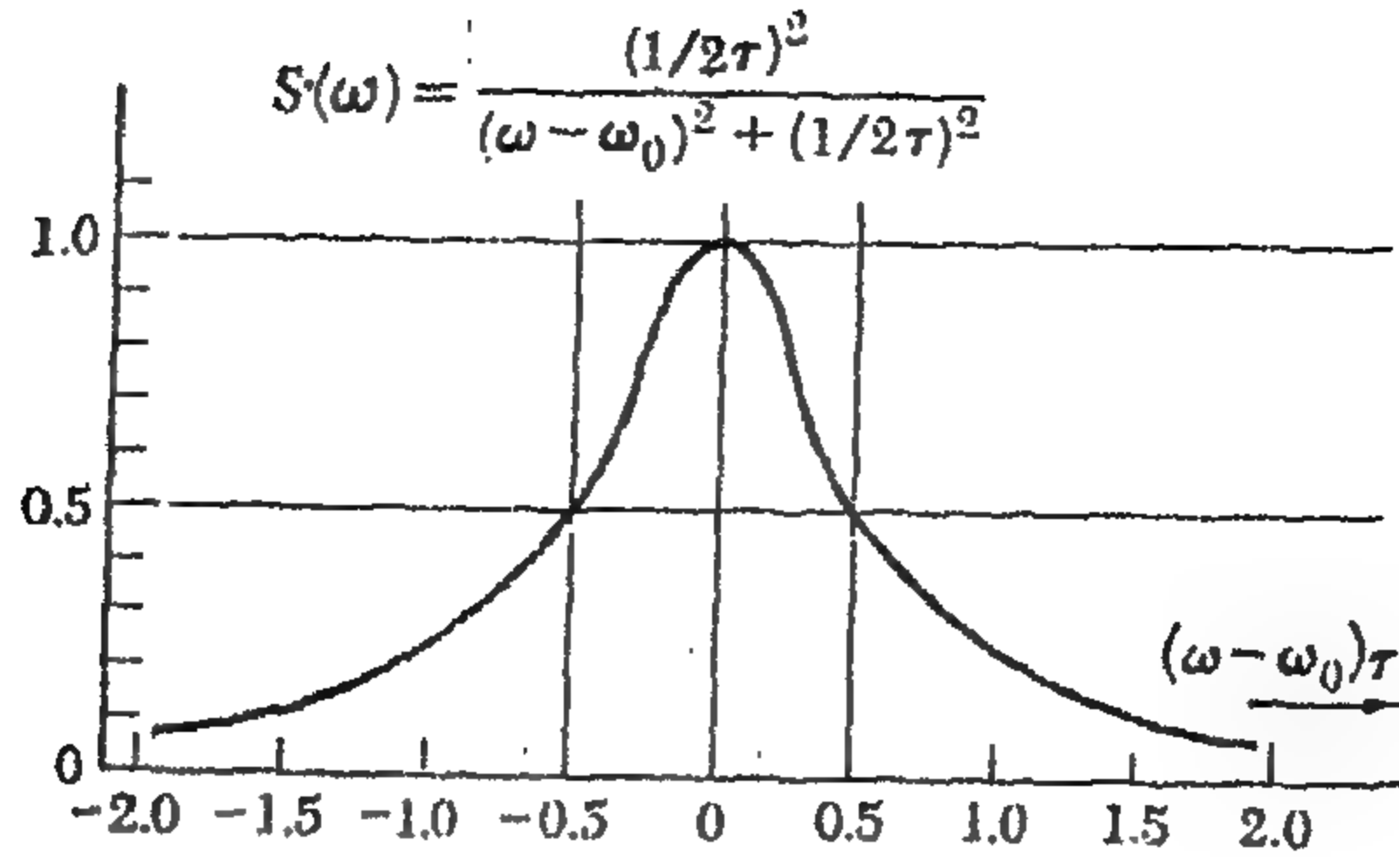
أو

$$S(\omega) = S(\omega_0) \frac{(1/2\tau)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/2\tau)^2} \quad (٢١ د)$$

حيث $S(\omega_0)$ هو مقدار الإستطارة « عند الرنين » ، أى عند $\omega = \omega_0$.

ويبين شكل ٢١ أ رسماً تخطيطياً للدالة $S(\omega)$ مقابل ω .

٢٢ - الدالة $S(\omega)$ تعبر عن « شدة الإستجابة » للنظام تحت تأثير الإضطراب الخارجى عند التردد ω . مثل هذا النوع من الإستجابة الرنينية هو ظاهرة عامة جداً في فيزياء السكم ، وليست بأى شكل مقصورة على تفاعل الضوء مع الذرات ، فنحن نجد نفس الإستجابة الرنينية عندما ندرس استطارة الجسيمات المادية ، مثل البروتونات ، ذات الطاقة المعروفة تماماً ، من النواة ، أو استطارة البيونات بالبروتون . وينجدر القول بأن « وجود » مستوى طاقة شبه - مستقر لنظام ميكانيكى كى يعنى بالضبط أن النظام يبدى استجابة رنينية ، تحددها المعادلة (٢١ د) ، عند التردد المناسب .



شكل ٢١ أ منحنى الرنين العالمى . يصف استجابة أى نظام خطى (أو تقريباً خطى) لقوة خارجية ذات تغير جيبي فى جوار تردد الرنين بشرط ألا يوجد تردد رنينى آخر قريباً منه .

(منحنيان على شكل الجرس يلعبان دوراً هاماً على وجه الخصوص فى الفيزياء : منحنى الرنين ومنحنى جاوس . وكما يرسمان عادة فإنهما قد يتشابهان إلى حد كبير . ولكن يجب أن نتذكر أن منحنى جاوس ينحدر بسرعة كبيرة خارج المنطقة المركزية ، فى حين أن منحنى الرنين له ذيل « طويل » .)

وفى الفيزياء النووية تعرف صيغة الرنين (٢١ د) بصيغة بريت - فيجنر (Breit - Wigner) رنين المستوى - الواحد . عن ج . بريت و ا . ب فيجنر (G. Breit and E. P. Wigner) .

٢٣ - دعنا الآن نلاحظ إحدى السمات الهامة لصيغة الرنين (٢١ د) . نحن نعتبر التردد ω الذى تكون عنده الإستجابة مساوية لنصف الإستجابة عند القيمة العظمى فنجد

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{1}{2\tau} \quad (٢٣ أ)$$

واتساع منحنى الرنين (أنظر شكل ٢١ أ) عند منتصف القيمة العظمى يكون بالتالى محدد بـ

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \quad (٢٣ ب)$$

هذا يتفق وحسنا الوارد فى بند ٢ ، حول العلاقة بين عدم التيقن فى التردد ومتوسط عمر الحالة المثارة .

وبما أننا نستطيع تعريف اتساع مستوى الطاقة « المثار » بدلالة $\Delta\omega = \hbar \Delta E$ ، فإننا نشق مباشرة من المعادلة (٢٣ ب) العلاقة الهامة جداً

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (٢٣ ج)$$

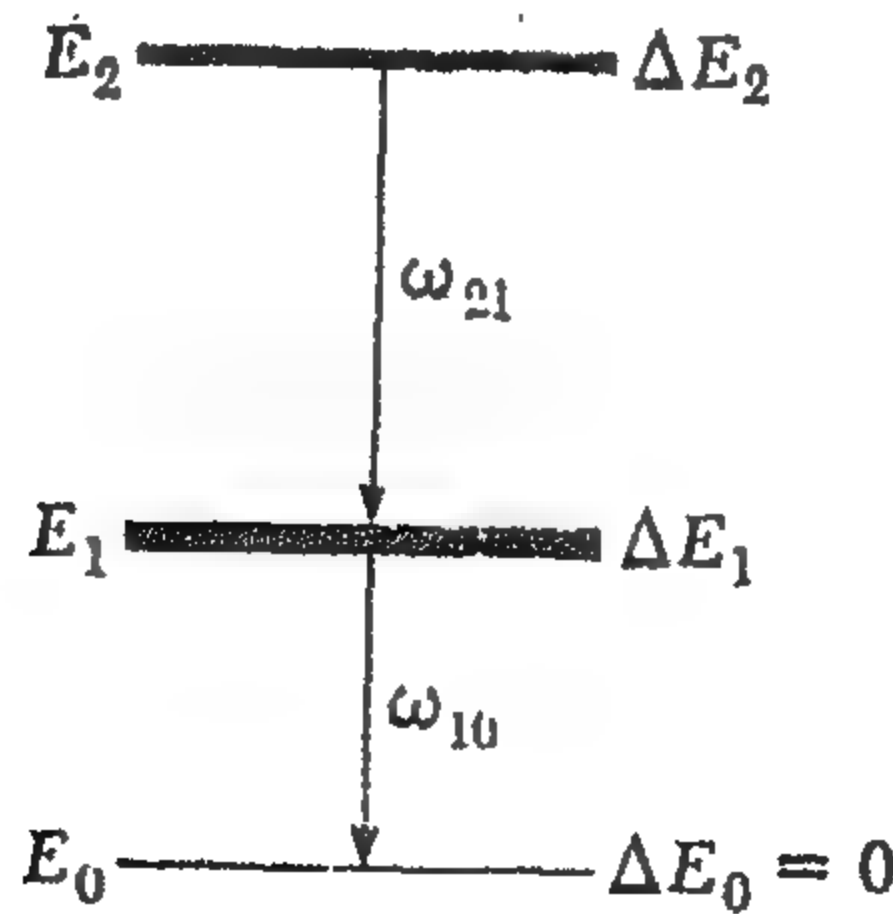
والتي تعطى اللاتيقن ΔE في طاقة المستوى بدلالة متوسط العمر τ للحالة . وكلما طال عمر الحالة كلما كان تحديد الطاقة أفضل .

٢٤ - قد يكون لدى القارئ شكوك في أن معادلة تفاضلية بسيطة مثل (٢١ ب) يمكنها في الحقيقة أن تصف ظاهرة معقدة مثل التفاعل بين الضوء والذرة . في الواقع هي لاتفعل ذلك ، ولكن النقطة هي أننا لانحاول أن نصف كل سمات التفاعل ، ولكن مجرد تجاوب الذرة لضوء أحادي اللون (في الغالب) تردده قريب من تردد الرنين ω_0 المناظر للانتقال من الحالة الأرضية إلى حالة مثارة . والصيغة (٢١ د) تصف فقط رنيناً وحيداً ، وإذا كان هناك العديد ، كما هي الحالة دائماً في الذرات ، الجزيئات والأنوية ، فعندئذ يجب تطوير النظرية . ويمكن توقع أن الصيغة (٢١ د) تكون سارية المفعول بدقة كبيرة في جوار خط الرنين البعيد جداً من كل الرنينات الأخرى .

إن تقديم القصة الكاملة للانتقالات الإشعاعية قد يأخذنا بعيداً جداً ، ويجب أن نكتفي بنظريتنا التقريبية إلى حد ما . فجوهر الموضوع هو أن شيئاً ما يتذبذب ، وأن هذا الشيء مشحون ، وأن الاستجابة (في السعة) لمؤثر أو اضطراب خارجي تكون خطية .

٢٥ - دعنا بالتالي نعتبر اتساع الخط المنبعث في الانتقال بين حالتين من الحالات المثارة . هذا الوضع مبين تخطيطياً في شكل ٢٥ أ . واتساعات مستويات الطاقة ممثلة بسمك الخطوط الأفقية (بشكل مبالغ فيه للغاية) . ولنتبرر حالتى انتقال متعاقبتين : من حالة الإثارة الثانية إلى حالة الإثارة الأولى متبوعة بالانتقال من الحالة المثارة الأولى إلى الحالة الأرضية . واتساع الخط (ذو التردد ω_{10}) المنبعث في الانتقال الثاني هو $\Delta\omega_{10} = \Delta E_1/\hbar$.

ويمكننا أيضاً أن نسأل عن عدم التيقن في مجموع الترددين المنبعثين على التعاقب من ذرة وحيدة . فإذا رمزنا لمجموع الترددين بواسطة $\omega_{20} = \omega_{21} + \omega_{10}$ فإننا سوف نحصل على $\Delta\omega_{20} = \Delta E_2/\hbar$ ، هذه النتيجة تنبع من مبدأ حفظ الطاقة : فعدم التيقن في الطاقة الكلية المتاحة يكون بوضوح هو نفس عدم التيقن في المستوى الثاني المثار .



شكل ٢٥ أ رسم تخطيطي لتخطيط الحدود يمثل المناقشة الواردة في بند ٢٥ . إتساع الخط (الذي تردده المتوسط ω_{21}) المنبعث في الانتقال من الحالة المثارة العليا إلى الحالة المثارة الدنيا يتوقف على اتساعات المستويين ، ونحصل على : $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$

من هذا يمكننا أن نحس بأن اتساع الخط (ذى التردد ω_{21}) المنبعث في الإنتقال الأول يعطى بالعلاقة $\Delta\omega_{21} = (\Delta E_2 + \Delta E_1)/\hbar$ ، وإذا كانت الحالة المثارة الأولى متسعة فإن الخط المنبعث سيكون ذا اتساع حتى إذا كان عرض الحالة المثارة الثانية ضيقاً جداً (يكون مناظراً لزم من عمر طويل) . وعرض مستوى الإثارة الأول يؤدي إلى عدم تيقن في الطريقة التي تتوزع بها الطاقة الكلية المتاحة بين الفوتونين المنبعثين .

النتائج التي عرضناها لتوناً ، والمبنية على مبدأ حفظ الطاقة وعلى فكرة الإتساعات المحدودة لمستويات الطاقة ، هي بالتأكيد مقبولة إلى درجة كبيرة ، على الرغم من أن مناقشتنا ليست رصينية ، ولكنها كافية لكي نفهم السمات الكيفية للمسألة ، والنقطة الهامة هي أن اتساع الخط المنبعث يجب أن يتوقف على اتساع كل من المستويات المتضمنة .

٢٦ - إعتبر مرة أخرى العلاقة $\Delta\omega = 1/\tau$. وحيث أن التردد يتناسب عكسياً مع الطول الموجي λ ، فإن عدم التيقن النسبي في الطول الموجي يساوى عدم التيقن النسبي في التردد ، وهذا نحصل على

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega\tau} \quad (٢٦)$$

بالنسبة للإنتقالات الضوئية في الذرات تكون الكمية $\omega\tau$ دائماً كبيرة جداً ويكون التردد $\nu = \omega/2\pi$ من رتبة $5 \times 10^{14} / \text{sec}$ ، في حين أن متوسط العمر يكون في حدود $10^{-8} - 10^{-7} \text{ sec}$ ، وعلى هذا يكون اللاتيقن النسبي في الطول الموجي (أو التردد) من رتبة $10^{-7} \sim \Delta\lambda/\lambda$ ، التي هي كمية صغيرة جداً . ويعرف اتساع خط الطيف الناتج على أنه اتساع - الخط الطبيعي : إنها خاصية ذاتية للذرة (أى ، للمستويات الداخلة في الإنتقال) .

استطراد مناقشة المستويات وتخطيطات الحدود

٢٧ - دعنا الآن ننظر إلى عدد من تخطيطات الحدود النمطية . التي أنشئت على أساس القياسات الفعلية ، وفُسرَت من خلال إطار عمل الميكانيكا الكمية . يجب أن نولى هذه التخطيطات عناية تليق بها : فكل شكل ، أو بالأحرى كل جدول للأطوال الموجية المرافق ، هو ثمرة كمية معتبرة من الجهد الإنساني .

رسمنا تخطيطات الحدود بالشكل الذي يجده القارئ في النشرات العلمية . ورسم مثل هذه التخطيطات وتمييز المستويات المختلفة للطاقة ، يكون محكوماً بعدد من الإصطلاحات التي طال أمدها . ولكي نكون أكثر واقعية رأينا أن نلتزم بهذه الإصطلاحات ، حتى إذا لم نستطع شرح كل تفاصيل الرسم ، وقد يعترض القارئ على أنه لا يجب أن نبين أى شيء في الرسوم البيانية لا نكون على أهبة الاستعداد لشرحه نظرياً . إلا أن هذا الموقف وما يتضمنه من نتائج منطقية ، قد يمنعنا من دراسة تخطيطات الحدود تماماً ، قبل أن نوضح نظرياً أن مستويات الطاقة موجودة بالفعل . وعلى أى حال ، ففرضنا في هذا الفصل هو مناقشة سمات الأنظمة الفيزيائية ، مدركين الحقيقة العلمية بأن مستويات الطاقة لها وجود فعلي . أنها أيضاً حقيقة تاريخية أن تخطيطات الحدود للذرات ، ومنها المثال النمطي المبين في شكل ٢٨ أ ، قد أنشئت على أساس من القياسات الطيفية قبل أن يتضح المعنى الكامل لتفاصيل التخطيطات أى قبل اكتشاف ميكانيكا الكم .

TABLE V. - Observed spectral lines of Ce

λ_{air} Å	Intensity	σ (cm ⁻¹)	Classification	$\sigma - c$	λ_{air} Å
4623.197	20	21624.00	101354 ₂ - 122978 ₂	- 0.03	4356.835
4616.233	60	21656.62	103612 ₁ - 125269 ₁	+ 0.01	4346.353
4613.803	60	21668.02	21849 ₂ - 43517 ₂	+ 0.03	4344.025
4612.528	2	21674.01	101354 ₂ - 123028 ₂	- 0.05	4339.205
4612.384	4	21674.69	101351 ₁ - 123029 ₁	+ 0.03	4336.143
4610.723	30	21682.50	103612 ₁ - 125295 ₁	- 0.03	4335.515
4599.803	1	21733.97			4331.168
4582.264	200	21817.16	103351 ₁ - 125168 ₁	0.00	4327.503
4576.904	300	21842.71	103351 ₁ - 125193 ₁	+ 0.01	4321.384
4575.494	3	21849.44	0 ₁ - 21849 ₂	- 0.03	4314.767
4570.430	2	21873.65			4309.634
4568.802	20	21881.44	103351 ₁ - 125232 ₁	- 0.02	4304.710
4551.460	60	21964.81	103231 ₁ - 125196 ₁	+ 0.01	4300.970
4544.250	100	21999.66	103231 ₁ - 125230 ₁	- 0.01	4296.170
4536.526	1	22037.12	103231 ₁ - 125268 ₁	- 0.05	4289.794
4536.330	10	22038.07	103231 ₁ - 125269 ₁	+ 0.01	4287.78
4535.726	1000	22041.01	21476 ₂ - 43517 ₂	+ 0.01	4285.50
4527.861	6	22079.29	103079 ₁ - 125158 ₁	- 0.01	4284.77
4526.655	4	22085.17	103079 ₁ - 125164 ₁	- 0.02	4282.30
4525.931	2	22088.71	103079 ₁ - 125168 ₁	+ 0.01	4280.40
4525.330	100	22091.64	100814 ₁ - 122905 ₁	+ 0.03	4271.20
4524.689	10	22091.77	100814 ₁ - 122908 ₁	- 0.04	4264.6
4521.924	1000	22108.28	100814 ₁ - 122922 ₁	- 0.01	4247.5
4520.709	3	22114.22	103079 ₁ - 125193 ₁	- 0.02	4239
4519.918	10	22118.09	100814 ₁ - 122932 ₁	- 0.04	423
4503.372	10	22199.36	100734 ₁ - 122933 ₁	+ 0.02	
4502.825	100	22202.05	70433 ₂ - 92635 ₂	0"	
4494.689	2	22242.24	100734 ₁ - 122976 ₁		
4491.454	100	22258.26	102897 ₁ - 122976 ₁		
4490.855	4	22261.23	102897 ₁ - 122976 ₁		

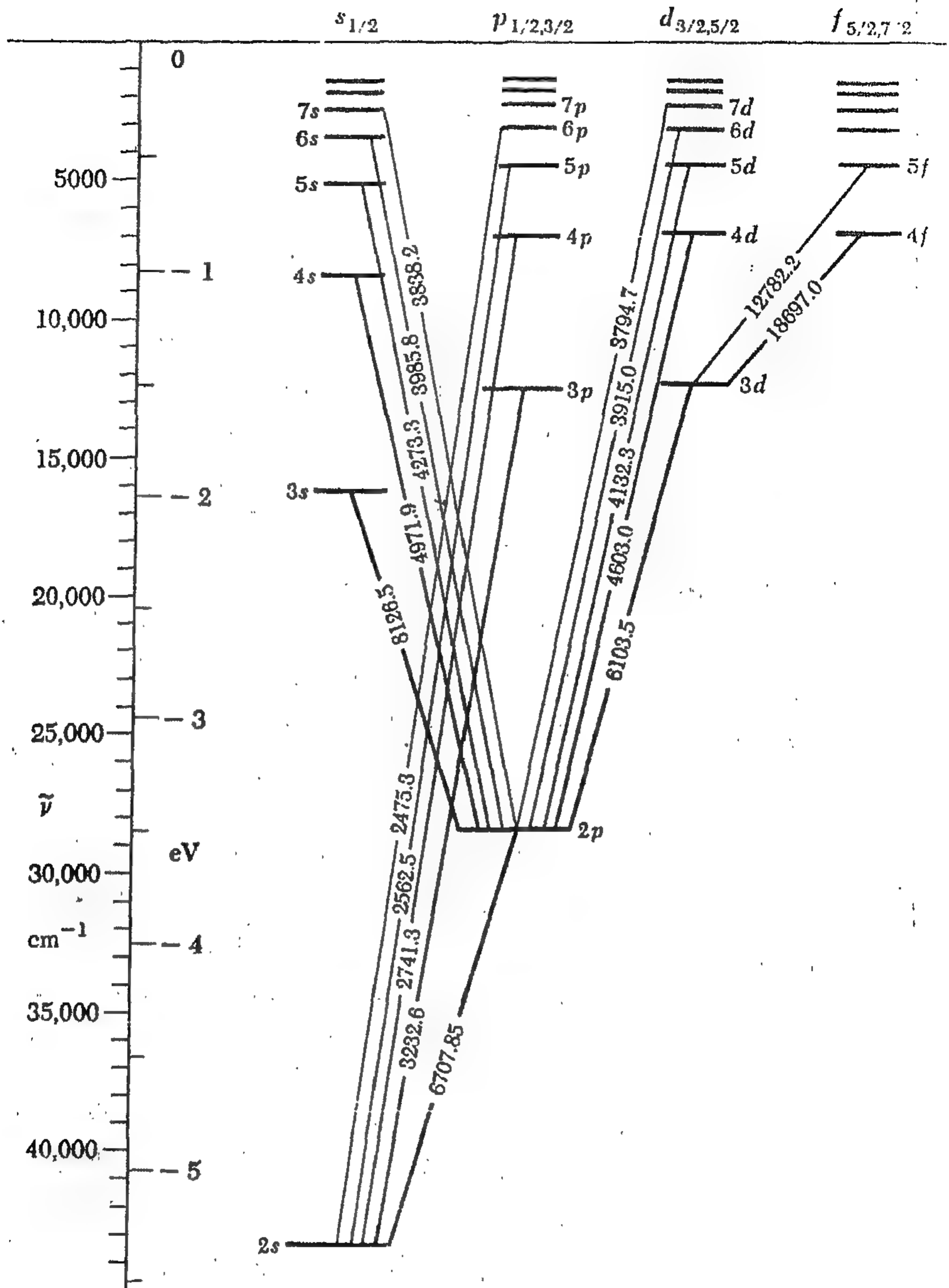
شكل ٢٧ أ جزء من جدول في بحث لـ

J. Sugar, «Description and Analysis of the Third Spectrum of Cerium (Ce III)», *Journal of The Optical Society of America* 55, 33 (1965).

المعروض مأخوذ من صفحة ٤٤ . العمود الأول يبين الأطوال الموجية المشاهدة في الهواء لخطوط ذرة السيريوم ثنائية التآين . والثاني يبين الشدة النسبية للخط . والثالث يبين طاقة الفوتون معبر عنها كعدد موجي . العمود الرابع يبين الحدود الطيفية المتضمنة مع الطاقات معبر عنها كأعداد موجية .

٢٨ - توصف مستويات الطاقة لنظام ميكانيكي كمي بمجموعة من الأعداد الكمية . هذه الأعداد هي القيم العددية لعوامل فيزيائية هامة يتضمنها الوصف الميكانيكي الكمي للنظام . وسوف نناقش التعليل الفيزيائي لبعض هذه الأعداد الكمية في صلتها بتخطيطات الحدود ، وليس لزماً على القارئ ، على أي حال ، أن يفهم ويتذكر بالتفصيل كل البيانات التي على المستويات .

يبين شكل ٢٨ أ تخطيط الحدود لذرة الليثيوم المتعادلة . مقياس الطاقة الذي على اليسار يعبر عن الطاقة بدلالة كل من الإلكترون فولت والأعداد الموجية المكافئة . وتمثل الخطوط الأفقية مستويات الطاقة ، أما الخطوط التي تصل بين المستويات فتتمثل الإنتقالات الكهربائية المغناطيسية المشاهدة ، والأعداد الملازمة لهذه الخطوط هي الأطوال الموجية لخطوط الطيف بوحدات الأنجستروم . الخطوط البارزة بوجه خاص في الطيف ترمز لها الخطوط السميكة بين المستويات .



شكل ٢٨ أ تخطيط الحدود لذرة الليثيوم المتعادلة . تمثل الخطوط المائلة الإنتقالات لثنائي القطب الكهربائي . والأعداد التي على هذه الخطوط هي الأطوال الموجية بالأنجستروم . لمزيد من التفاصيل أنظر التوضيح في الكتاب . بناء على شكل في

W. Grotrian, *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen* , vol. II, p. 15 (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1928).

وقد نظمت مستويات الطاقة في تخطيط الحدود في شكل ٢٨ أ على شكل أعمدة ، أربعة منها موضحة ، ومعلمة بالحروف s ، p ، d و f . والواقع أن ذرة الليثيوم لها مستويات أكثر ، يمكن أن يتم ترتيبها في أعمدة تقع على يمين الأعمدة الموضحة : إلا أن هذه المستويات تقع بالقرب من مستوى التآين ، وهي لاتسهم في الطيف المرئي لذرة الليثيوم .

ونلاحظ أن خطوط الطيف المبينة في شكل ٢٨ أ تتبع قاعدة مشوقة : وهي أن الإنتقالات تتم بين مستويين في عمودين متجاورين . والإنتقالات المبينة في شكل ٢٨ أ لاتحتوي في الواقع على كل الإنتقالات الممكنة . وتتنبأ ميكانيكا الكم بأنه سوف تكون هناك إنتقالات من عمود s أو عمود d إلى المستوى $3p$ ، ومن عمود p إلى المستوى $3s$ ، ومن العمود p أو العمود f إلى المستوى $3d$ وهكذا . وكثير من هذه الإنتقالات قد شوهد بالفعل ، ولكننا لم نبينها في الرسم حتى لانحمله فوق طاقته . هذه الإنتقالات الإضافية ، التي تقع في المنطقة تحت الحمراء تتبع أيضاً القاعدة المذكورة وهي أن الإنتقالات تكون بين المستويات في الأعمدة المتجاورة . وهذه القاعدة تعتبر مثالا مشيراً لقاعدة الانتقاء . التي تدلنا على أن بعض أزواج المستويات فقط تكون متضمنة في الانتقال . والسند العملي لهذه القاعدة يظهر بوضوح عندما نتدبر الخطوط المشاهدة المبينة في شكل ٢٨ أ . فنلاحظ على وجه الخصوص غياب الإنتقالات بين المستويات $3s$ و $2s$ ، وبين المستويات $3p$ و $2p$ وهكذا . ولأن قاعدة الانتقاء هذه تحكم الطيف في ذرة الليثيوم ، فقد بدا طبيعياً أن ترتب المستويات في أعمدة كما فعلنا .

٢٩ - قاعدة الانتقاء المذكورة هي أحد الملامح اللابئة للنظر لطيف ذرة الليثيوم . هل يمكن تفسيرها نظرياً ؟ نعم : يمكننا فهم هذه الظاهرة تماماً ، والتفسير يقوم على شيئين : تماثل الخواص الاتجاهية للحيز الفيزيائي ، وصغر ثابت التركيب الدقيق $\alpha = e^2/\hbar c \sim 1/137$ وسوف لانحاول أن نقدم التفسير الكامل في هذا الكتاب ، لأننا لانستطيع افتراض معرفة الوسائل الرياضية المناسبة ، ولكننا سنحاول إعطاء القارئ فكرة تقريبية على الأقل لمضمونها .

فسبب صغر ثابت التركيب الدقيق يؤدي نمط معين من الانتقال الكهرمغناطيسي دوراً رئيسياً في الفيزياء الذرية ، بالتحديد الإنتقالات التي يكون فيها للموجة الكهرمغناطيسية المنبعثة نفس خواص تماثل الموجة المنبعثة بواسطة متذبذب ثنائي قطب كهربائي صغير . وسوف نبين هذا بالفعل فيما بعد . نسمى مثل هذه الموجة (أو الفوتون) موجة ثنائي القطب الكهربائي (أو فوتون ثنائي القطب الكهربائي) . ويمكن أن نبين ، من خلال إطار عمل ميكانيكا الكم ، أن هذا الفوتون يحمل معه قدراً من كمية الحركة الزاوية يساوي \hbar .

أن تماثل الحيز الفيزيائي يعني أنه لا يوجد اتجاه مميز في العالم : فسلوك النظام المعزول لا يتوقف على كيفية ميله في الحيز . وتحت ظروف عامة للغاية يتضمن هذا (في حدود الميكانيكا الكمية كما هو في حدود الميكانيكا الكلاسيكية) أن نتيجة كمية الحركة الزاوية للنظام المعزول يكون محافظاً : فهو لا يتغير مع الزمن . وهذا يعني أنه إذا بعثت ذرة فوتون ثنائي قطب كهربائي فإن كمية الحركة الزاوية للذرة قبل الانبعاث يجب أن تساوي كمية الحركة الزاوية بعد الانبعاث زائد كمية الحركة الزاوية التي يحملها بعيداً فوتون ثنائي القطب . يتضمن مبدأ المحافظة هذا قواعد الانتقاء لأن كل حالة مستقرة للذرة تكون متميزة بقيمة محددة لكمية الحركة الزاوية .

Fe III—Continued

Authors	Config.	Desig.	J	Level	Interval
z^1P_2	$3d^3(a^1P)4p$	z^1P^0	2	119697.64	-284.62
z^1P_1			1	119982.26	-197.69
z^1P_0			0	120179.95	
y^1F_4	$3d^3(a^1D)4p$	y^1F^0	1	120697.10	129.07
y^1F_3			2	120826.17	182.61
y^1F_2			3	121008.78	232.89
y^1F_1			4	121241.07	227.15
y^1F_0			5	121468.82	
z^1G_2	$3d^3(a^1G)4p$	z^1G^0	3	121919.74	21.55
z^1G_1			4	121941.29	8.33
z^1G_0			5	121949.62	
z^1D_3	$3d^3(a^1P)4p$	z^1D^0	3	122346.61	-281.73
z^1D_2			2	122628.34	-214.69
z^1D_1			1	122843.03	
y^1D_3	$3d^3(a^1D)4p$	y^1D^0	4	122944.15	114.60
y^1D_2			3	122829.55	-69.29
y^1D_1			2	122898.84	-22.53
y^1D_0			1	122921.37	-534.55
y^1D_0			0	123455.92	
y^1P_2	$3d^3(a^1D)4p$	z^1P^0	1	123552.95	144.23
y^1P_1			2	123697.18	53.21
y^1P_0			3	123750.89	
y^1D_3	$3d^3(a^1D)4p$	y^1D^0	3	124854.04	-49.88
y^1D_2			2	124903.92	-50.96
y^1D_1			1	124954.88	
y^1F_4	$3d^3(a^1D)4p$	y^1F^0	4	125443.58	-194.40
y^1F_3			3	125637.98	-34.85
y^1F_2			2	125672.83	
z^1S_1	$3d^3(a^1P)4p$	z^1S^0	1	126390.67	

شكل ٢٨ ب تخطيطات الحدود (كرسوم بيانية) تكون مفيدة لتكوين فكرة عامة ، ولكن من الأفضل تقديم الفئات الشاملة للنتائج في جداول . جزء من جدول مستويات الطاقة للحديد ثنائي التآين موضح بعاليه . والطاقات مقاسة من الحالة الأرضية ، ومعبّر عنها بدلالة الأعداد الموجية cm^{-1} (العمود الخامس) .

العمود ذر العلامة J يعطى كمية الحركة الزاوية للحالة . والأعمدة الثلاثة الأولى تبين دلائل المستويات ، التي لا تحتاج لشرحها هنا . المروض مأخوذ من

C. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, vol. II, p. 62. (Circular of the National Bureau of Standards 467 U. S. Government Printing Office, Washington, 1952).

٣٠ - بناء على الميكانيكا الكمية يكون مربع كمية الحركة الزاوية للذرة (مع إهمال كمية الحركة الزاوية التي يحتمل أن تحملها النواة) على الصورة

$$J^2 = j(j+1)\hbar^2 \quad (١٣٠)$$

حيث j هو العدد الكمي لكمية الحركة الزاوية . القيم الممكنة للعدد j تكون مقيدة بقاعدة أن $2j$ يمكن أن تكون أى عدد صحيح غير سالب ، $2j = 0, 1, 2, \dots$ بحيث أن $2j$ تكون زوجية إذا كان عدد الكترونات

الذرة زوجياً ، وتكون فردية إذا كان عدد الإلكترونات الذرة فردياً ، أنه لأمر شائع أن نقول أن الحالة المميزة بالعدد الكمي j لكمية الحركة الزاوية « لها كمية حركة زاوية j »

من خلال ميكانيكا الكم يمكن عندئذ إثبات أن التغيرات المسموح بها في كمية الحركة الزاوية عند انتقال ثنائي قطب كهربائي من حالة ابتدائية لها كمية حركة زاوية j_i إلى حالة نهائية كمية حركتها الزاوية j_f تكون محكومة بالقاعدة .

$$\Delta j = j_f - j_i = -1, 0, \text{ or } +1 \quad (30 \text{ ب})$$

هذه القاعدة الرصينة تسري على كل الأنظمة الميكانيكية الكمية المعزولة ، أيا كانت ذرات ، جزيئات أو أنوية ، وهي تنبع من مبدأ المحافظة الذي نوقش في البند السابق . لن نناقش في هذا الكتاب نظرية كمية الحركة الزاوية ، وبذلك سوف لانشع فصول القارئ حول كيفية اشتقاق العلاقات (30 أ) و (30 ب) .

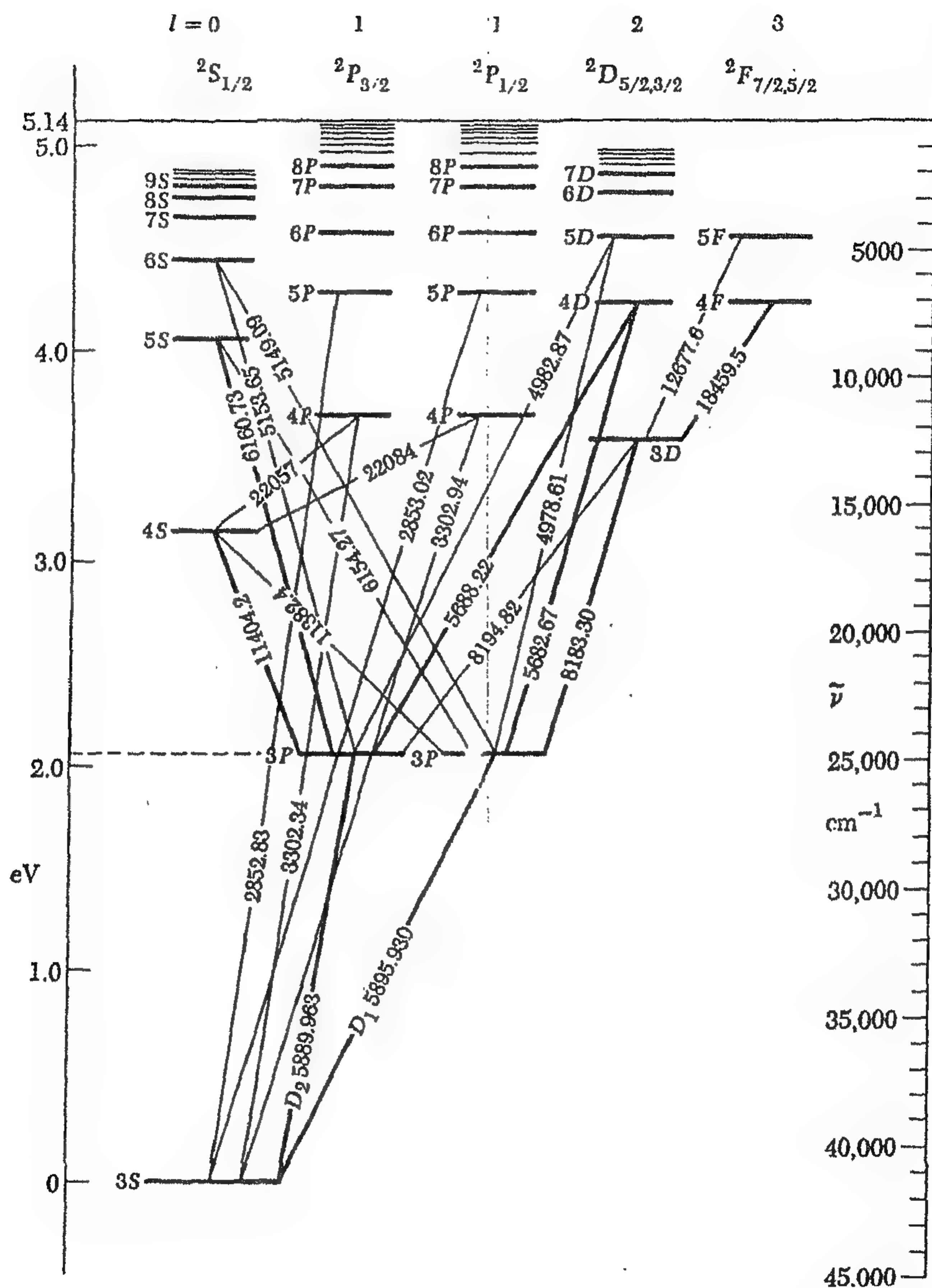
٣١ - النظرية صغناها ليست ، على أي حال ، القصة الكاملة لقواعد الانتقاء التي تؤدي المهمة في ذرة الليثيوم . في الفيزياء الذرية توجد قاعدة انتقاء إضافية تقريبية تحكم انتقالات ثنائي القطب الكهربائي ، ويمكن صياغتها كما يلي : في انتقال ثنائي القطب الكهربائي يجب أن تتغير كمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترونات بمقدار وحدة واحدة بالضبط ، أو

$$\Delta l = l_f - l_i = -1 \text{ or } +1 \quad (31 \text{ أ})$$

حيث l ، ذات العلامة المناسبة ، تشير إلى العدد الكمي لكمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترونات في الذرة . ما هو معنى l ؟ هذا العدد الكمي له أيضاً تفسير كلاسيكي : فإذا عالجنا الذرة بطريقة كلاسيكية فإن l تعبر عن قيمة كمية الحركة المصاحبة للحركة المدارية للإلكترونات . إنها حقيقة أن كل إلكترون له أيضاً كمية حركة زاوية ذاتية ، أو مغزلية . وكمية الحركة الزاوية المغزلية للإلكترون هي $j_{\text{spin}} = 1/2$ ، ونقول أن « الإلكترون ذو مغزل $1/2$ » وكمية الحركة الزاوية الكلية للإلكترون في الذرة تتكون من جزئين : فهي المجموع المتجه لكتي الحركة الزاوية المدارية والمغزلية .

قيم l النظرية الممكنة هي كل الأعداد غير السالبة : $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ والحروف s, p, d, f التي تدل على الأعمدة في شكل (28 أ) هي في الحقيقة حروف رمزية لكمية الحركة الزاوية المدارية ، كما يلي : s تعني $l = 0$ ، « p » تعني $l = 1$ ، « d » تعني $l = 2$ و « f » تعني $l = 3$. وقاعدة الانتقاء التي ذكرناها في بند ٢٨ تكافئ قاعدة الانتقاء (31 أ) .

ليس من الممكن دائماً أن نجد مهمة محددة للعدد الكمي لكمية الحركة الزاوية المدارية لمستوى طاقة في الذرة ، إلا أنه بالمصادفة يكون هذا ممكناً بدون لبس في ذرة قلوية مثل الليثيوم . والسبب في ذلك أنه بينما تكون كمية الحركة الزاوية الكلية هي ثابت الحركة ، لا يكون أي من كمية الحركة الزاوية المدارية ولا كمية الحركة المغزلية كذلك . أي أن المستويات ليس لها ، على وجه العموم ، قيمة محددة للعدد l . بهذا المفهوم فقط تكون القاعدة (31 أ) صحيحة على وجه التقريب ، وكما ذكرنا فهي قاعدة جيدة للذرات القلوية (وكذلك للهيدروجين) .



شكل ٣٢ أ تخطيط الحدود لذرة الصوديوم المتعادلة . الأعداد التي على الخطوط المائلة تعطي الأطوال الموجية بالأنجستروم للانتقالات المشاهدة (عن Grotrian)

Na I—Continued

Config.	Desig.	J	Level	Interval
6f	6f $^3F^o$	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	38400.1	
6h	6h $^3H^o$	$\left\{ \begin{array}{l} 4\frac{1}{2} \\ 5\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	38403.4	
7p	7p $^3P^o$	$\frac{1}{2}$ $1\frac{1}{2}$	38540.40 38541.14	0.74
8s	8s 3S	$\frac{1}{2}$	38908.35	
7d	7d 3D	$2\frac{1}{2}$ $1\frac{1}{2}$	39200.962 39200.963	-0.001
7f	7f $^3F^o$	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39209.2	
8p	8p $^3P^o$	$\frac{1}{2}$ $1\frac{1}{2}$	39298.54 39299.01	0.47
9s	9s 3S	$\frac{1}{2}$	39574.51	
8d	8d 3D	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	39729.00	
8f	8f $^3F^o$	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	[39734.0]	
9p	9p $^3P^o$	$\frac{1}{2}$ $1\frac{1}{2}$	39794.53 39795.00	0.47
10s	10s 3S	$\frac{1}{2}$	39983.0	
9d	9d 3D	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 1\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	40090.57	
9f	9f $^3F^o$	$\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \\ 3\frac{1}{2} \end{array} \right\}$	40093.2	
10p	10p $^3P^o$	$\frac{1}{2}$ $1\frac{1}{2}$	40137.23	

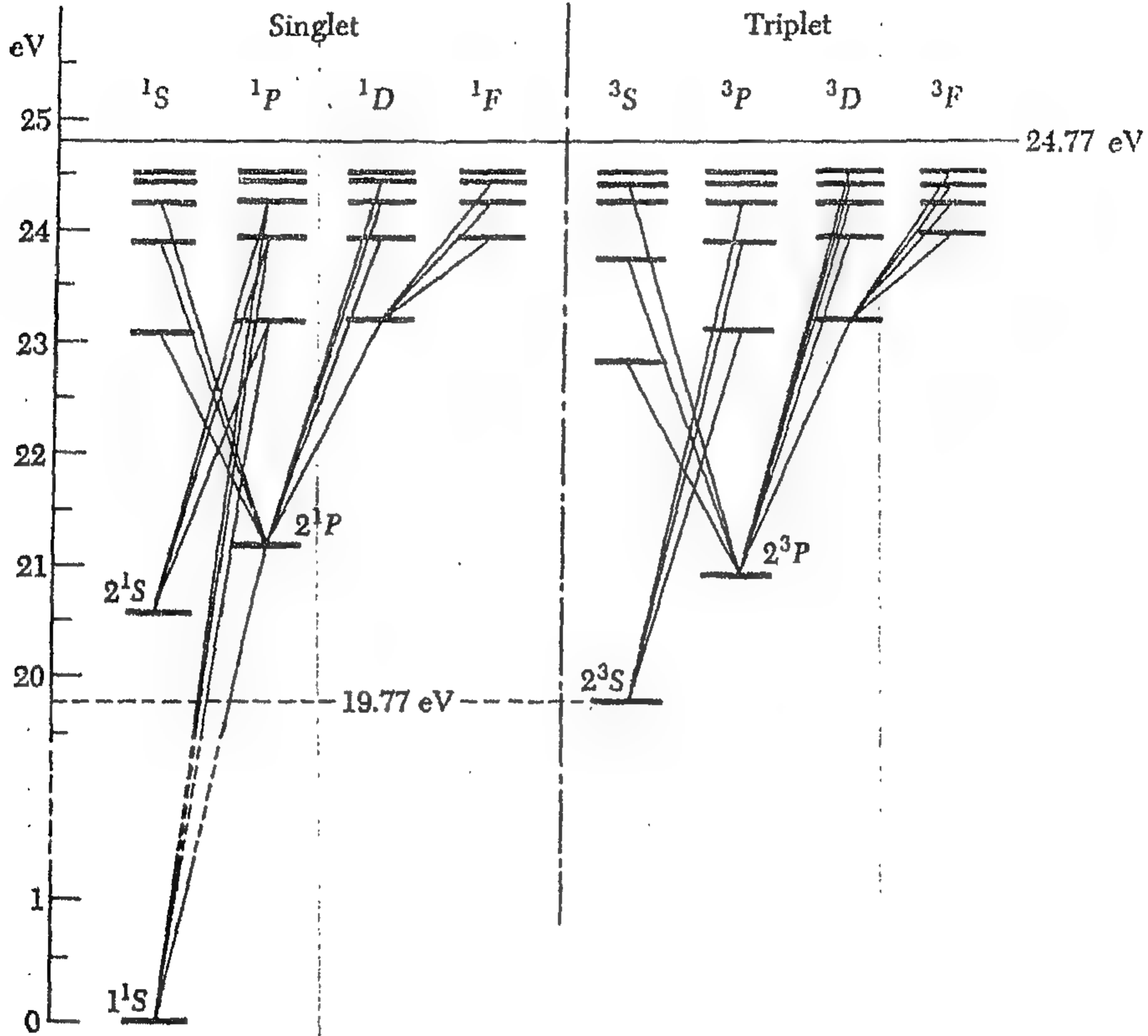
شكل ٣٢ ب جزء من جدول مستويات الطاقة لذرة الصوديوم المتعادلة . الطاقات (العمود الرابع) مبر عنها بالأعداد الموجية cm^{-1} ، مقاسة من الحالة الأرضية . العمود المعلم بالحرف J يعطى كمية الحركة الزاوية للحالة .

المعرض مأخوذ من

C. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, vol. I, p. 90 (Circular of the National Bureau of Standards 467, U. S. Government Printing Office, Washington, 1949).

٣٢ - اعتبر مرة أخرى شكل ٢٨ أ . ماذا عن J ، وقاعدة الانتقاء (٣٠ ب) ؟ هذه القاعدة لم تفصح ، عن نفسها تماماً في شكل ٢٨ أ لأننا عرضنا شكلاً مبسطاً لتخطيط الحدود . فقد كان من الواجب بالفعل أن نرسم الأعمدة p ، d ، f مزدوجة . الرموز السفلية $\frac{1}{2}$ ، $\frac{3}{2}$ ، $\frac{5}{2}$ و $\frac{7}{2}$ لرموز الأعمدة s ، p ، d و f تشير إلى كمية الحركة الزاوية الكلية J . للذرات القلوية (والهيدروجين) تسرى القواعد التالية : إذا كان $l = 0$ فإن $j = \frac{1}{2}$ (كمية الحركة الزاوية الكلية تكون ناشئة عن الحركة المغزلية للإلكترون) . لكل قيم l الأخرى يمكن أن تأخذ J القيم $j = l + \frac{1}{2}$ و $j = l - \frac{1}{2}$. (للذرات الأخرى تكون القواعد مختلفة) . وعلى هذا فإن المستوى $2p$ هو في الواقع مستوى مزدوج ، ولكن الانفصال في الطاقة بين المستويين للمزدوج صغير جداً ، وفي حدود دقة الشكل تنطبق المستويات .

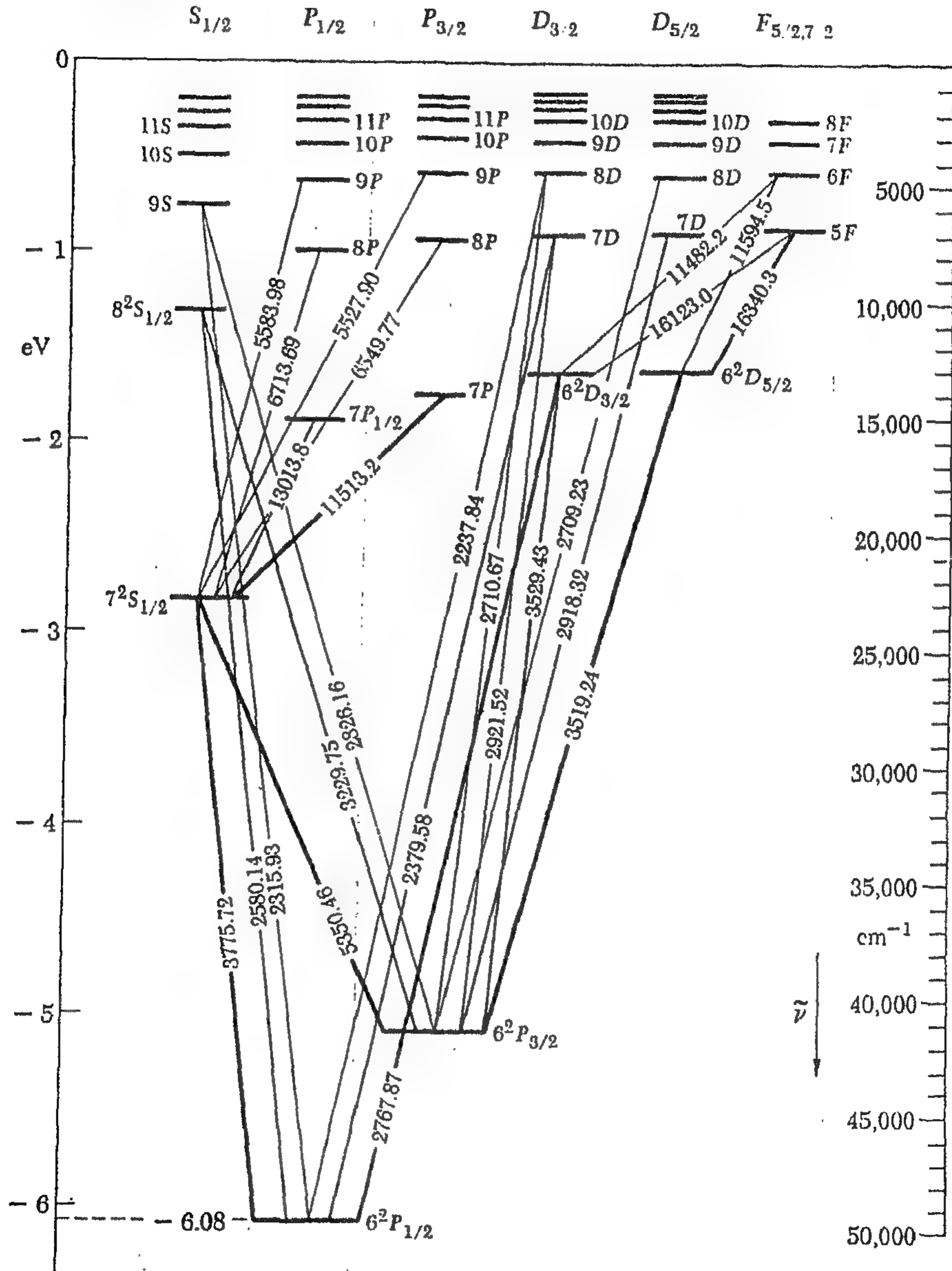
شكل ٣٢ أ يبين تخطيط الحدود لذرة الصوديوم . وذرة الصوديوم أيضاً قلوية ، ومن الواضح بجلاء أن تخطيط الحدود لها يكون مشابهاً في كثير الوجوه تخطيط الحدود لذرة الليثيوم . في هذه الحالة رسمنا عمود مزدوجاً ، ولكننا تركنا أعمدة d و f فردية توفيراً للوقت (والمجهود) . كل الانتقالات الموضحة في شكل ٣٢ أ هي انتقالات ثنائي القطب الكهربائي . والانتقالات المستولة عن الخط الأصفر المميز لضوء مصباح الصوديوم هي الانتقالات من مستويات $3p_{1/2}$ و $3p_{3/2}$ إلى المستوى الأرضي $3s_{1/2}$. « خط الصوديوم الأصفر » هو في الحقيقة مزدوج .



شكل ٣٣ أ تخطيط الحدود لذرة الهليوم المتعادلة . لاحظ الانفصال المميز بين الأنظمة الفردية والثلاثية للمستويات . في الحالات الثلاثية تكون مغزليات الإلكترونات متوازية ، وفي الحالات الفردية تكون متعاكسة . يوجد تناظر واضح بين المستويات الثلاثية والفردية ، فيما عدا أن الحالة الأرضية الفردية ليس لها نظير بين الحالات الثلاثية . هذا الظرف ناتج عن مبدأ باولي (Pauli) للاستبعاد بالإلكترونات لها مغزلات متجهان في نفس الاتجاه لا يمكنهما أن يحتلا المستوى الأدنى . وليس هناك مثل هذا الحظر إذا كانت المغازل متعاكسة الاتجاه .

يجب على القارئ أن يتدبر تخطيط الحدود في شكل ٣٢ أ وأن يتقن نفسه بأن الانتقالات الموضحة تتبع قواعد الانتقاء (٣٠ ب) و (٣١ أ) لكل من l و l' على الترتيب .

٣٣ - مستويات الطاقة لذرة الهليوم ، الموضحة في شكل ٣٣ أ تظهر إلى حد كبير كما لو كانت نظامين مستقلين تماماً : النظام الفردي والنظام الثلاثي . الخطوط الطيفية المشاهدة تنشأ عن الانتقالات داخل هذه الأنظمة : من المستويات الفردية إلى المستويات الفردية ومن المستويات الثلاثية إلى المستويات الثلاثية .



شكل ٣٤ أ تخطيط الحدود لذرة ثاليوم متعادلة . الأعداد التي على الخطوط المائلة تعطي الأطوال الموجية بالأنجستروم للانتقالات المشاهدة . (عن Grotrian)

وذرة الهليوم هي ذرة ذات إلكترونين . في المستويات الفردية تكون مغزليات الإلكترونين متماكة الاتجاه ، في حين تكون هذه المغزليات متوازية الاتجاه في المستويات الثلاثية .

وتحدد الحروف S, P, D, F, \dots ، كمية الحركة الزاوية الكلية للإلكترونات . والرمز العلوى الذى على اليسار يحدد التعدد (فردياً أو ثلاثياً) . وتكون كمية الحركة الزاوية الكلية للمستويات الفردية مساوية لكمية الحركة الزاوية المدارية . أما للمستويات الثلاثية فيمكن لكمية الحركة الزاوية الكلية z أن تأخذ القيم $1, 1+1, 1-1$ بشرط أن تكون $z \geq 0$. وفي النظام الثلاثى تكون المستويات S أحادية ، والمستويات الباقية ثلاثية . والمستويات الفردية تكون بالطبع فردية .

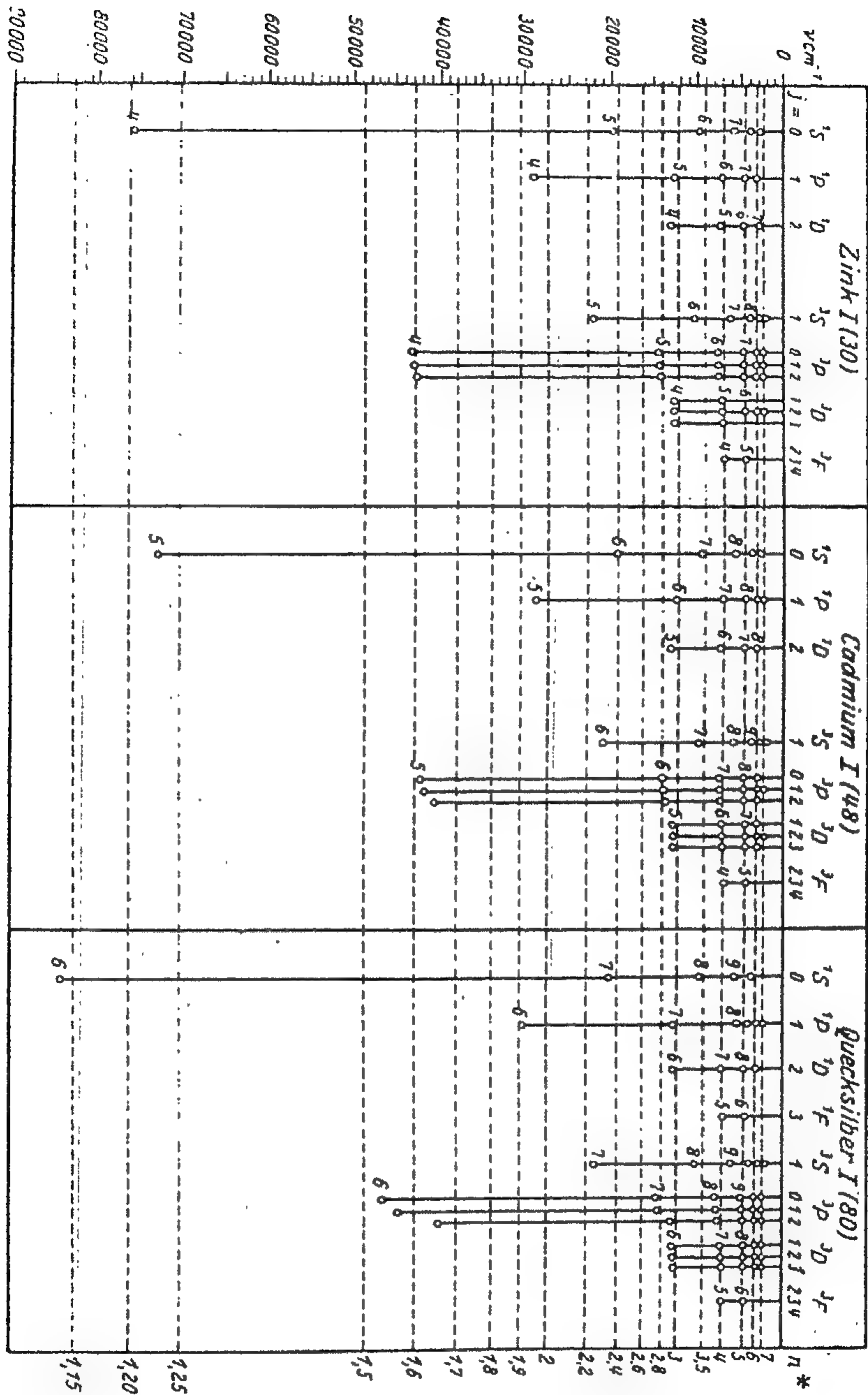
٣٤ - نلاحظ تفصيلاً مشوقاً في تخطيط الحدود لذرة الليثيوم شكل ٣٤ أ . فالذرة في الحالة $7^2S_{1/2}$ يمكن أن تضمحل إما إلى الحالة $6^2P_{3/2}$ أو إلى الحالة الأرضية $6^2P_{1/2}$. والذرة لها الاختيار في الطريق الذى تسلكه لتؤدى « القفزة » ، وهناك أمثلة أخرى لمثل هذه السبة في تخطيط الحدود لذرة الثاليوم ، وكذلك في بعض تخطيطات الحدود الأخرى الموضحة في هذا الفصل . (يجب على القارئ أن يفتش عن مثل هذه الأمثلة) . فإذا كان في استطاعة حالة مثارة أن تضمحل بعدة طرق مختلفة فإن كل طريقة من طرق الاضمحلال تم باحتمال محدد ، ويعرف هذا الاحتمال بنسبة التفرع لطريقة الاضمحلال التى نحن بصدددها . وتكون نسب التفرع هذه بمثابة خواص ذاتية للحالة المثارة ، أى أنها غير حساسة لكيفية الوصول للحالة المثارة ، وهذه حقيقة تجريبية .

٣٥ - وتكون تخطيطات الحدود المتشابهة للصوديوم والليثيوم ، وكلاهما معدن قلوى ، مختلفة بشكل ملحوظ عن تخطيطات الحدود للهليوم والثاليوم ، واختيار عدد كبير من تخطيطات الحدود قد تؤكد الحقيقة الهامة بأن العناصر المتشابهة كيميائياً لها تخطيطات حدود متشابهة .

شكل ٣٥ أ يبين مثلاً لهذا . والسبب في ذلك هو أن كلا من الطيف الضوئى والخواص الكيميائية لعنصر ما تتحدد بواسطة التشكيل الإلكتروني في الذرة ، وعلى وجه الخصوص بواسطة تشكيل الإلكترونات في المحيط الخارجى للذرة .

الجدول الدورى الرائع للعناصر الكيميائية ، المبين في شكل ٣٥ ب ، يمكن فهمه بدلالة التركيب الغلافى للذرات . في هذا الجدول المستطيل تنتظم العناصر بطريقة معينة . بنظام زيادة العدد الذرى Z ، وبوضع العناصر التى لها خواص كيميائية متماثلة في نفس العمود . عدد الإلكترونات في الذرة يساوى Z ، فكلما تقدمنا في الجدول باتجاه زيادة Z تمتلئ الأغلفة بالالكترونات بأسلوب منتظم . وتتوقف الخواص الكيميائية على كيفية امتلاء الأغلفة . فعلى سبيل المثال تظهر الغازات الحاملة في الجدول عندما تمتلئ بعض الأغلفة تماماً .

ويتعين عدد الإلكترونات التى يمكن أن يحتويها الغلاف بواسطة مبدأ باولى (Pauli) للاستبعاد ، وعلى ذلك يكون هذا المبدأ ذا أهمية حاسمة بالنسبة للكيمياء . هذه الأحوال لم تكن بالطبع متوقعة تماماً قبل الاكتشاف العظيم الذى أنجزه باولى .



شكل ٣٥ أ تخطيطات الحدود للزنك ، كاديوم والزنابق مبينة معاً لتوضيح حقيقة أن العناصر المتشابهة كيميائياً لها نفس تخطيطات الحدود . هذا الشكل مأخوذ من

W. Grotrian, *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen*, vol. II, Struktur der Materie, Band VIII, p. 131 (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1928). (Courtesy of Springer Verlag).

لكي نفهم تفاصيل الجدول الدوري على النحو الذي أوجزناه هو في ذاته هدف عظيم لن نضطلع به في هذا الكتاب . إذ يكون من الأفضل أن تتم هذه الدراسة في سياق دراسة منهجية للأطياف الذرية ومستويات الطاقة ومثل هذه الدراسة هي إلى حد ما أكثر مما ينبغي في مقر تمهيدى . ولكي نثير شهية القارئ ، فقد بينا في شكل ٣٥ ج ، جزءاً من جدول التشكيلات الإلكترونية للذرات .

العدد الذري	عنصر	أغلفة رئيسية								
		K	L	M			N			
		أغلفة جزئية								
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d
H	1	1								
He	2	2								
Li	3	2	1							
Be	4	2	2							
B	5	2	2	1						
C	6	2	2	2						
N	7	2	2	3						
O	8	2	2	4						
F	9	2	2	5						
Ne	10	2	2	6						
Na	11	2	2	6	1					
Mg	12	2	2	6	2					
Al	13	2	2	6	2	1				
Si	14	2	2	6	2	2				
P	15	2	2	6	2	3				
S	16	2	2	6	2	4				
Cl	17	2	2	6	2	5				
A	18	2	2	6	2	6				
K	19	2	2	6	2	6		1		
Ca	20	2	2	6	2	6		2		
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2		
Ti	22	2	2	6	2	6	2	2		

شكل ٣٥ ج يبين التركيب الغلافى للذرات الخفيفة . الأغلفة الرئيسية الممثلة بالحروف K ، L ، M ، N مقسمة إلى أغلفة جزئية كما هو مبين . والدورات المختلفة محدودة بالخطوط الأفقية الرفيعة . كما أن التشكيلات التامة للغاز الحامل مبنية باللون الرصاصى . الدورات الثلاث الأولى تمتلئ على التوالى بطريقة منتظمة مرضية ، ولكن ابتداء من البوتاسيوم يبدأ الغلاف الخارجى فى الامتلاء قبل أن يتم امتلاء الغلاف الداخلى . هذه الظاهرة تظهر أيضاً فيما بعد فى الجدول الدورى . كما أنها مفهومة جيداً من الناحية النظرية . الغلاف الجزيئى d يستوعب إلكترونين ، والغلاف p يستوعب 6 . الغلاف d يستوعب 10 إلكترونات .

٣٦ - عندما عرض الجدول الدوري في بادئ الأمر بواسطة د. . مندليف (D. I. Mendelejeff) في عام ١٨٦٩ لم تكن الإلكترونات والأنوية معروفة . وعلى هذا لم يرتب مندليف العناصر تبعاً لعدد الشحنات Z وإنما رتبها بنظام زيادة الوزن الذري . ومن حسن الحظ أن هذا يعطى الترتيب الصحيح ، باستثناءات قليلة جداً . المتتابعة أرجون - بوتاسيوم هي أحد هذه الاستثناءات : فالوزن الذري للآرجون أكبر مما هو للبوتاسيوم على الرغم من أن الخواص الكيميائية لهذين العنصرين (الآرجون غاز خامل والبوتاسيوم معدن قلوي) تؤكد بدون أثر للشك بأن الآرجون يجب أن يأتي أولاً في الترتيب . من وجهة نظر الكيمياء يكون ترتيب العناصر في الجدول واضحاً للغاية ، وعلى هذا الأساس يكون من الممكن عندئذ أن نخصص عدداً ذرياً Z لكل عنصر .

ويجب أن نذكر هنا أن مندليف كان بعيد النظر عندما ترك بعض الأماكن فارغة في جدول له ، وذلك لكي تحتلها عناصر لم تكن قد اكتشفت بعد .

٣٧ - أن التحقق من أن العدد الذري هو بالفعل مقياس للشحنة النووية . ومن ثم يكون مساوياً لعدد الإلكترونات ، كان خطوة هامة إلى الأمام في النظرية الذرية وكان شغل ه.ج.ج. موزلي (H.G.J. Moseley) حوالي عام ١٩١٣ مهما بوجه خاص لحسم هذه المسألة . فقد قاس بترتيب منتظم الأطوال الموجية لأشعة X من عدد كبير من العناصر واستطاع أن يبين أن الأطوال الموجية للخطوط المتناظرة (في العناصر المختلفة) تتوقف على العدد الذري في أسلوب بسيط للغاية . دعنا نناقش هذه المسألة بشيء من الإيجاز .

عندما تقذف فصيلة ذرية بالإلكترونات ذات طاقات (تصل إلى 100 KeV) ينبعث إشعاع كهرومغناطيسي بطول موجي قصير على صورة أشعة X . وقد وجد بالإضافة إلى ذلك أن طيف هذا الإشعاع يتكون من عدد من الخطوط الحادة التي تميز العنصر محل البحث . وتظهر هذه الخطوط مركبة فوق خلفية طيف متصل (أنظر شكل ٢٣ أ . الفصل الرابع ، لرؤية المنحنى التجريبي) . استرشاداً بروج المناقشة الواردة في بند ٢٧ من الفصل الثاني ، فإننا نفترض أن الإلكترونات الداخلية يجب أن تكون مشاركة في انبعاث الخطوط الحادة المميزة . فالإلكترون الساقط يمكنه أن يطرد إلكترونًا من الغلاف الداخلي (المعروف بغلاف K) ، ويسقط بالتالي واحد من إلكترونات الغلاف الخارجي في داخل « الثقب » الفارغ . ويظهر الفرق في طاقة الترابط على صورة فوتون شعاع X .

في بند ٢٧ من الفصل الثاني دللنا على أن طاقة الترابط للإلكترونات الداخلية يجب أن تكون تقريباً على الشكل

$$B_K = Z^2 R_{\infty} \quad (١٣٧)$$

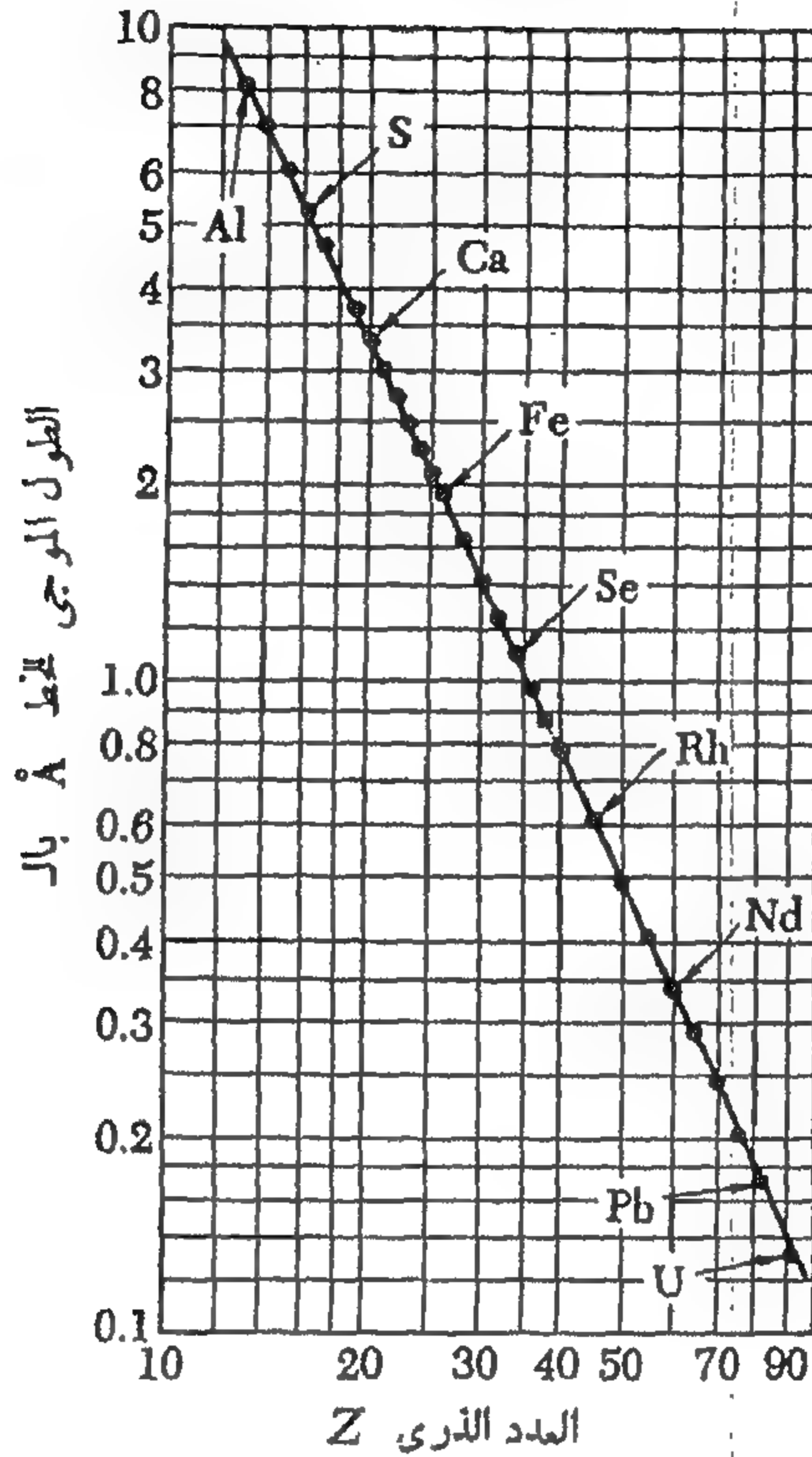
(*) للإحاطة بعمل مندليف ، وتاريخ الجدول الدوري ، أنظر

For an account of Mendelejeff's work, and the history of the periodic table, see *The World of the Atom*, Vol. I, edited by H. A. Boorse and L. Motz (Basic Books, Inc., New York, 1966).

H. G. J. Moseley, "The High-Frequency Spectra of the Elements," *Philosophical Magazine* 26, 1024 (1913), and 27, 703 (1914).

حيث $R_{\infty} = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2$ هو ثابت ريديرج (Rydberg) . ولم نقدم نظرية لما تكون عليه طاقة الترابط في الغلاف التالي ، ولكن دعنا نفترض أن هذه الطاقة تتناسب مع B_k ، ولكنها أقل . وعلى هذا ، فإذا سقط إلى الغلاف الداخلي إلكترون من الغلاف الذي يليه فإننا نتوقع أن يكون الطول الموجي للفوتون المنبعث على الصورة

$$\lambda = \frac{C}{Z^2 R_{\infty}} \quad (٣٧)$$



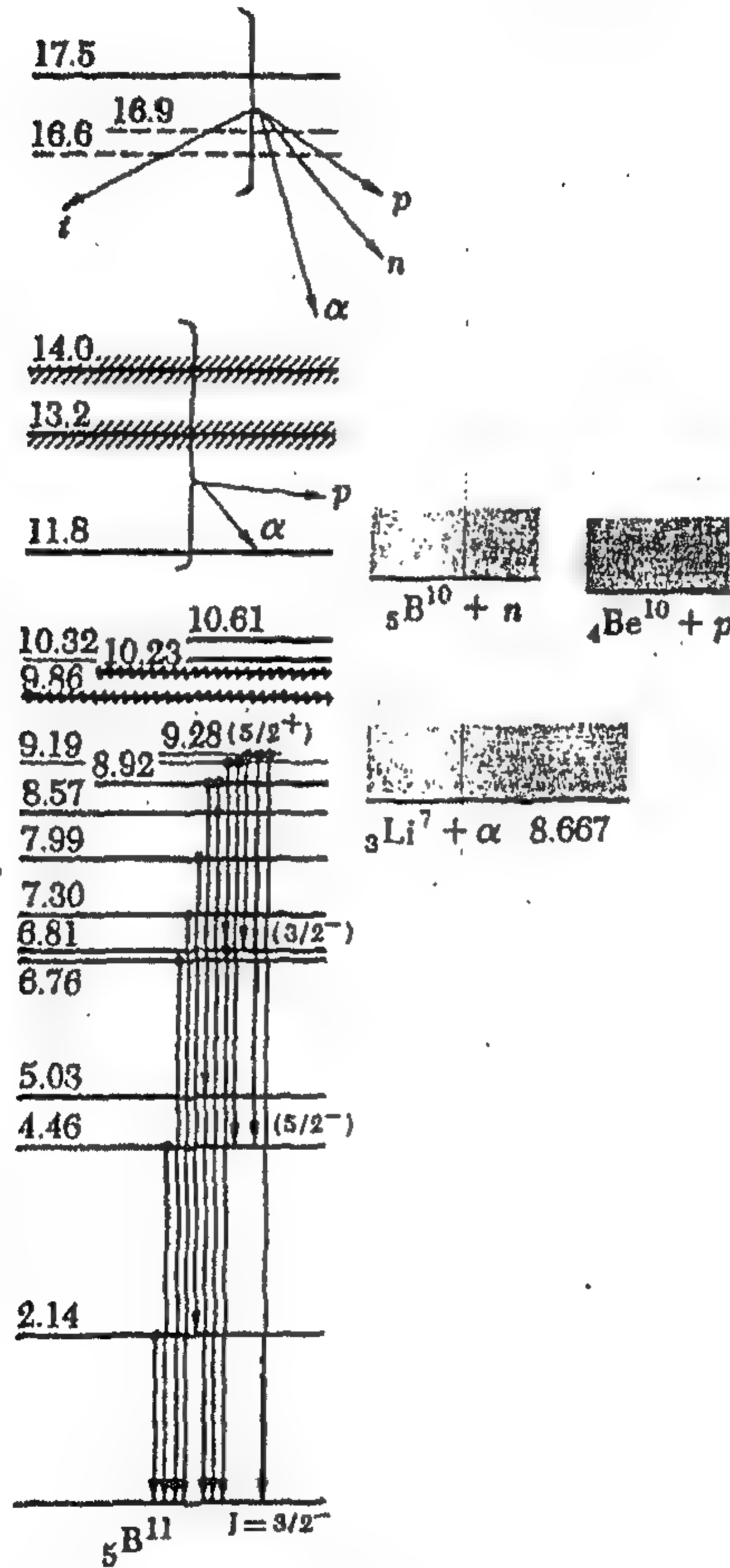
شكل ٣٧ أ رسم لـ $\ln(\lambda)$ ضد $\ln(z)$. هنا هي الطول الموجي لما يسمى بخط $K\alpha$ في طيف شعاع X لعنصر عدده الذري Z . وبقدر الدقة للرسم تقع كل النقاط التجريبية على خط مستقيم . وهناك نتائج متوافرة لكل العناصر تقريباً ، على الرغم من أن ذرات منتقاة فقط تظهر في هذا الرسم البياني . من أجل نظرية بسيطة للرسم ، أنظر الكتاب .

حيث c ثابت يتوقف توقفاً ضعيفاً على Z . وعلى هذا فإن رسم $\ln \lambda$ في مقابل $\ln z$ يجب أن يكون خطاً مستقيماً إذا كانت هذه الأفكار صحيحة . مثل هذا الرسم موضح في شكل ٣٧ أ ، وكما نرى فإن الأطوال الموجية المعينة بالتجربة تقع بالفعل على الخط المستقيم إلى درجة جيدة من الدقة . والثابت c يساوي تقريباً $4/3$ وهذا ما تنبأت به نظرية بوهر . ولأن الإلكترون الذي سقط في الثقب يمكن أن يكون قد أتى من عدد من الأغلفة .

المختلفة ، ولأن الثقب يمكن أن يكون قد حدث في واحد من الأغلفة المتعددة ، فإننا نتوقع عدة خطوط مميزة . وهذا هو ما وجد في الحقيقة . في شكل ٣٧ أ رسمنا واحداً فقط من هذه الخطوط ، المتضمن نفس الأغلفة في كل الذرات .

و كما نرى ، فإن الشحنة النووية يمكن تعيينها من خلال قياسات شعاع X ، ويقود شغل موزلى (Moseley) على هذا إلى فهم جديد لمعنى الجدول الدوري .

٣٨ - دعنا بالتالي نناقش بعض سمات الأنوية . يبين تخطيط الحدود في شكل ٣٨ أ مستويات الطاقة النووية لنظير البورون ${}^5\text{B}^{11}$ ، كما تم تعيينه بالتجربة .



شكل ٣٨ أ تخطيط الحدود موضحاً مستويات الطاقة لنواة البورون

${}^5\text{B}^{11}$. هذا الشكل هو نسخة مبسطة للرسم الذي ظهر في

F. Ajzenberg and T. Lauritsen, «Energy levels of light nuclei», *Reviews of Modern Physics* 27, 77 (1955).
والوصى القارىء بأن يطلع على الأصل .

في هذا الشكل خصصنا للحالة الأرضية طاقة تساوي صفراً . و كمية حركة مدارية كلية للحالة الأرضية

$$J = \frac{3}{2}$$

وقد رسمت المستويات المتسمة بخطوط مظلمة ، والتظليل يمثل قياساً تقريبياً للاتساعات . ويقع نهاية التفكك لهذه النواة عند 8.667 MeV ، ويمكن أن تتفكك النواة إلى جسيم ألفا ونظير الليثيوم ${}^7\text{Li}$ عند طاقات أعلى من طاقة التفكك . هذا النوع من التفكك مبين على يمين تخطيط الحدود الرئيسي . كما يمكن أن تتفكك نواة البورون عند طاقات أعلى من 11 MeV بطريقتين مختلفتين : أما إلى نيوترون ونظير البورون ${}^{10}\text{B}$. وإما إلى بروتون ونظير البريليوم ${}^{16}\text{Be}$. أنواع التفكك هذه موضحة كذلك على يمين نظام المستوى للنظير ${}^{11}\text{B}$.

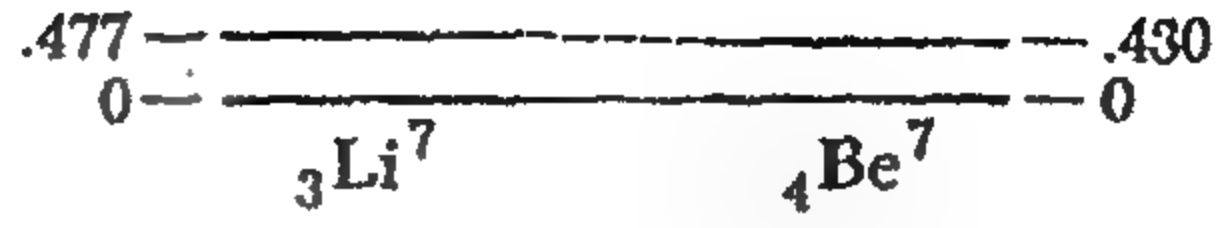
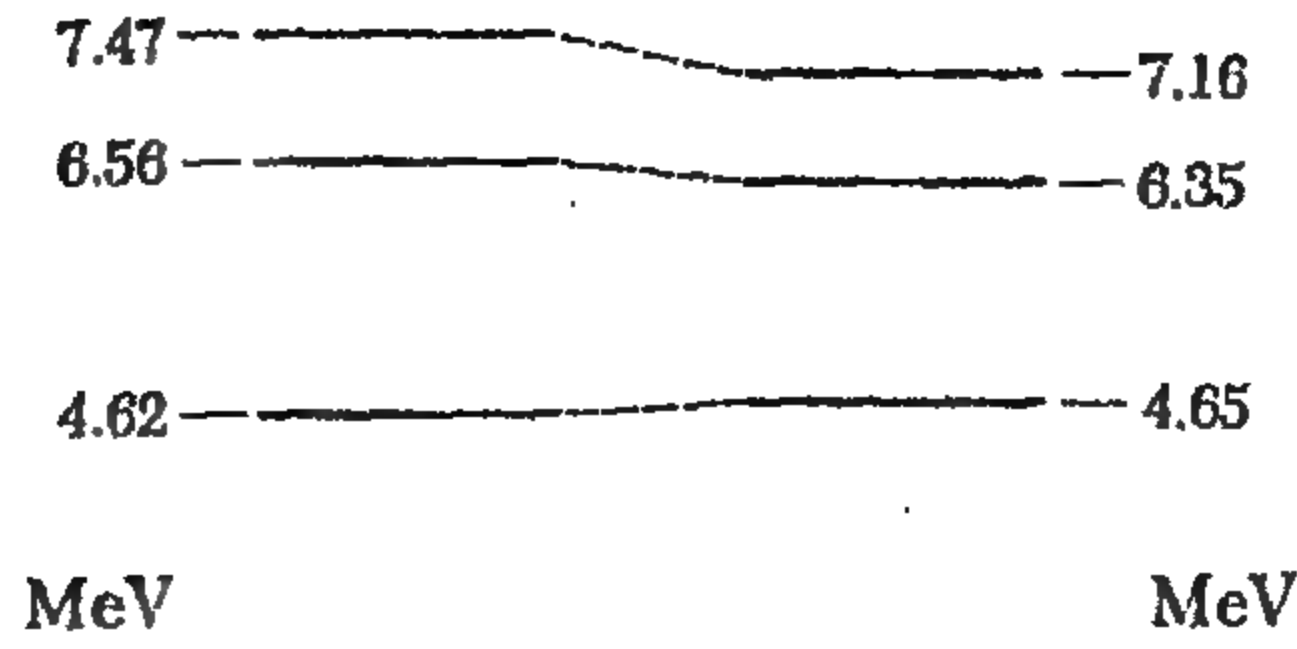
لاحظ أن النظير ${}^{11}\text{B}$ له نظام مستويات طاقة أعلى من طاقة التفكك 8.667 MeV . ويمكن للنواة عند طاقة أقل من طاقة التفكك أن تبعث فقط أشعة جاما ، ولكن النواة عند طاقة أعلى من طاقة التفكك يمكنها أن تبعث كذلك جسيمات مادية . وتوضح الخطوط الرأسية انتقالات شعاع جاما المشاهد في ${}^{11}\text{B}$.

ويبين هذا المثال ، أهمية أن نكون حذرين إلى حد ما فيما يخص بتعليل « متصل مستويات الطاقة » . فالمستويات يمكن أن توجد بالتأكيد فوق طاقة التفكك . فطاقة التفكك هي مجرد طاقة يمكن عندها أن يتفكك النظام إلى جسيمين ماديّين . وأقل من هذه الطاقة يمكن أن يتفكك كذلك ولكن إلى فوتون وأحد الجسيمات المادية . فإذا رغبت في أن تعامل الفوتونات على قدم المساواة مع الجسيمات المادية فيمكننا أن نستخلص أن المستويات الأعلى من حد التفكك (التي تسمى غالباً « المستويات التقديرية ») لا تكون مختلفة من ناحية المبدأ عن المستويات الأقل من حد التفكك : كل المستويات الأعلى من الحالة الأرضية تكون غير مستقرة . في الواقع حتى الحالة الأرضية يمكن أن تكون غير مستقرة : باعتبار الحالة الأرضية للنواة المشعة . في مثالنا الموضح في شكل ٣٨ تكون الحالة الأرضية مستقرة : فالنظير ${}^{11}\text{B}$ يوجد في البورون الموجود في الطبيعة .

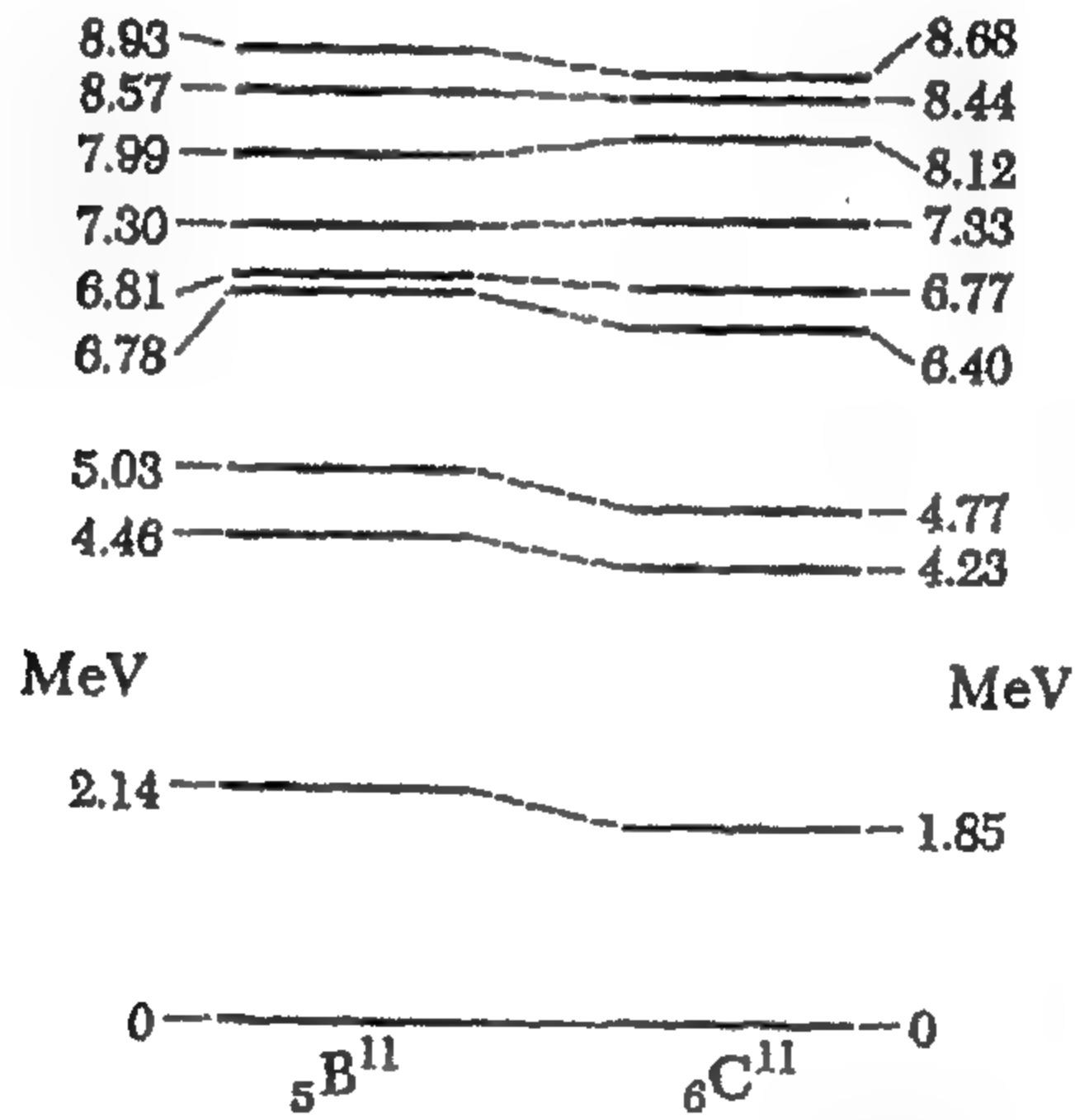
٣٩ - يقال أن نواتين تشكلان زوجاً من الأنوية المرآوية إذا أمكن الحصول على واحدة من الأخرى عن طريق تغيير كل البروتونات إلى نيوترونات والعكس بالعكس .

وكما ذكرنا في بند ٣٧ من الفصل الثاني فإنه من المعتقد أن التفاعلات الشديدة التي تعتبر التفاعلات الرئيسية في الفيزياء النووية لا تتغير إزاء هذا التبديل . فالقوة بين البروتون والبروتون هي نفسها مثل القوة بين النيوترون والنيوترون . إذا كان هذا الاعتقاد صحيحاً ، وإذا لم يكن هناك تفاعلات أخرى غير التفاعلات الشديدة ، فإن أنظمة المستوى في النواتين المرآويتين يجب أن تكون متطابقة .

في شكل ٣٩ أ ، شكل ٣٩ ب نبين مستويات الطاقة التي وجدت بالتجربة لزوجين من الأنوية المرآوية . وكما نرى ، فإنه من الممكن أن ننشئ تناظراً بين المستويات في ازدواج الأنوية المرآوية .



شكل ٣٩ أ نظائر الليثيوم والبريليوم ذات العدد الكتلي 7 تكون زوجاً من الأنوية المرآوية : إذا تغيرت النيوترونات في نواة الليثيوم إلى بروتونات ، والمكس بالمكس ، فإننا نحصل على نواة البريليوم . الأنوية المرآوية لها أنظمة مستوى متشابهة ، ولكنها ليست متطابقة . والفرق هو التأثير الكهرومغناطيسي .

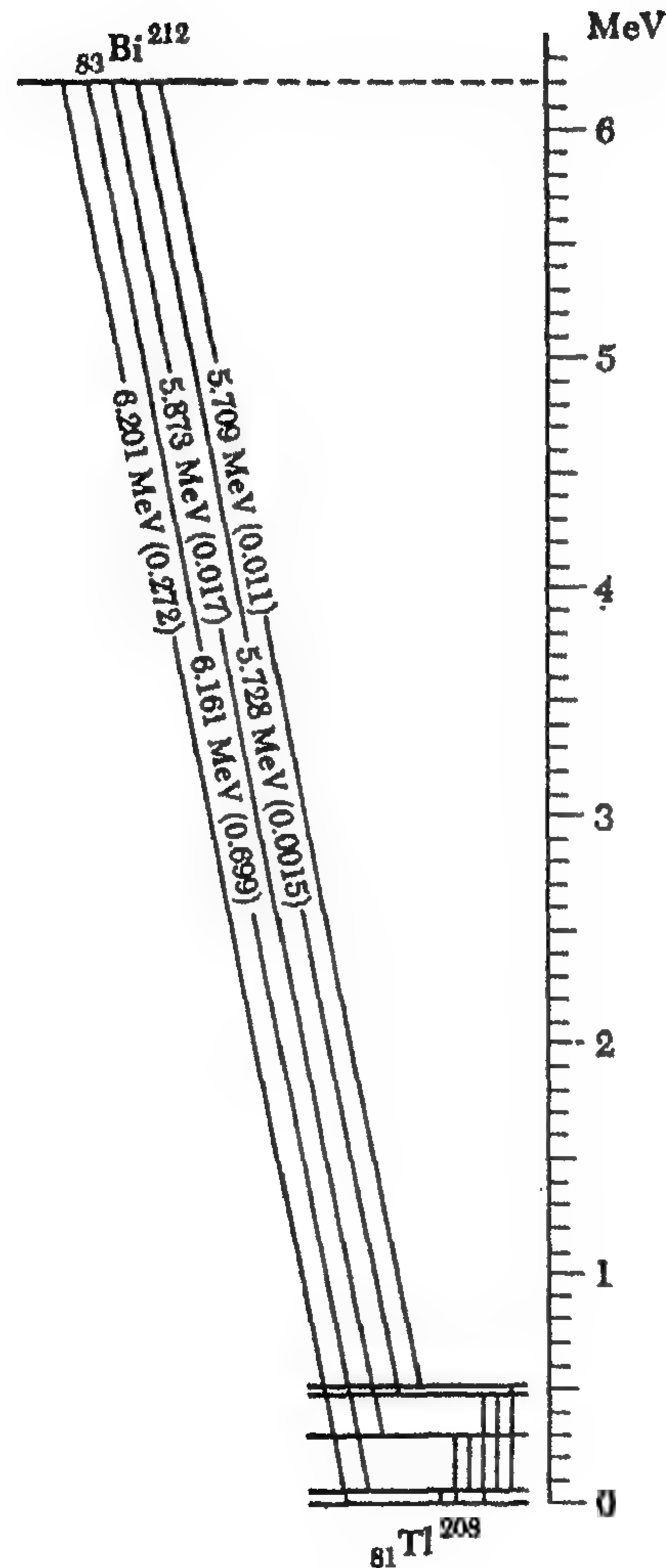


شكل ٣٩ ب نظائر البورون والكربون ذات العدد الكتلي 11 تكون زوجاً آخر من الأنوية المرآوية .

طاقات المستويات المتناظرة ليست على أي حال متطابقة كما توضح الأشكال . والسبب في هذا يرجع إلى أن القوى الكهرومغناطيسية تكون أيضاً موجودة ، والقوى الكهرومغناطيسية لا تكون غير متغيرة أثناء عملية تبادل البروتون والنيوترون .

٤ - في شكل ٤٠ أ يفسر تخطيط الحدود سبب أن انبعاث جسيمات ألفا بواسطة النواة المشعة لا تخرج دائماً بطاقة أحادية محددة تماماً . ويبين الشكل اضمحلال نظير الييزموث $^{212}_{83}\text{Bi}$ إلى نظير الثاليوم $^{208}_{81}\text{Tl}$. ويحدث اضمحلال من الحالة الأرضية للنواة الأم إلى إحدى الحالات المثارة المتعددة ، أو إلى الحالة

الأرضية للنواة الوليدة . ويرسم تخطيط الحدود بحيث تقع الحالة الأرضية للنواة الأم عند 6.2 MeV فوق الحالة الأرضية للنواة الوليدة : هذه الطاقة هي النهاية العظمى لطاقة الحركة التي يمكن أن ينبعث بها جسيم ألفا . ومن الواضح أنه إذا حدث الاضمحلال إلى حالات مثارة للنواة الوليدة ، فإن جسيم ألفا سوف ينطلق بطاقة أقل . بالنسبة لنظام المستوى المبين في الشكل ، يمكن لجسيم ألفا أن ينبعث بوحدة من الطاقات الخمس المختلفة والمحددة تماماً . والخطوط المائلة تبين هذه الاضمحلالات . الأعداد التي في الأقواس هي نسب التفرع لأشكال الاضمحلال المختلفة .

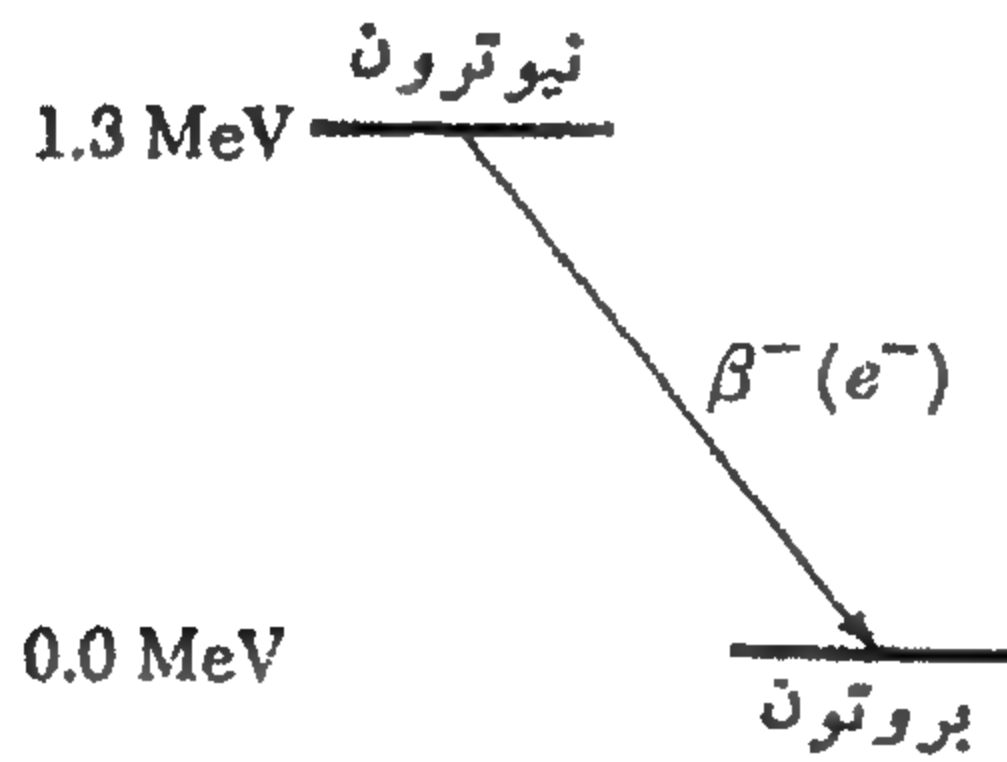


شكل ٤٠ أ في الاضمحلال بألفا لنظير البزموت $^{212}_{83}\text{Bi}$ قد تترك النواة الوليدة في الحالة الأرضية أو في أي واحدة من الحالات الأربع المثارة . وبناء على ذلك يمكن أن تنطلق نجسيمات ألفا بخمس طاقات مختلفة . وتضمحل النواة الوليدة من الحالات المثارة خلال إشعاع جاما .

إذا تركت النواة الوليدة في إحدى الحالات المثارة فسوف تبعث أشعة جاما ، الموضحة بالخطوط الرأسية ، وفي النهاية تصل إلى الحالة الأرضية .

ولكثير من الأنوية نشيطة إشعاع β - ألفا يحدث الاضمحلال دائماً إلى الحالة الأرضية للنواة الوليدة ، لأنه لا تتوفر الحالات المثارة المناسبة . وتنطلق جسيمات ألفا عندئذ بطاقة وحيدة محددة تماماً ولا يكون هناك أشعة γ - جاما مصاحبة للاضمحلال بألفا .

٤١ - يفهم بانحلال بيتا تلك العملية التي فيها تبعث النواة إلكترونات أو بوزونيترونات . وأبسط عملية من هذا النوع هي الاضمحلال β^- - بيتا للنيوترون ، تلك الظاهرة التي تأكدت تماماً بالتجربة . ومتوسط - عمر النيوترون الحر هو 16 دقيقة . وحيث أن فرق الكتلة للنيوترون - بروتون هو $(m_n - m_p) = 1.3 \text{ MeV}$ فيمكننا أن نرسم تخطيط الحدود مثل ذلك المبين في شكل ٤١ أ . يدل الخط المائل على الانتقال . فإذا انبعث إلكترون واحد ، فسوف ينبعث دائماً بنفس الطاقة (حوالي 1.3 MeV) ، تماماً مثل اضمحلال α - ألفا . لقد وجد بالتجربة أن الإلكترون يمكن في الحقيقة أن ينبعث بأية طاقة تقع بين طاقة السكون 0.5 MeV والطاقة المتاحة 1.3 MeV .



شكل ٤١ أ تخطيط الحدود مبيناً الاضمحلال بيتا للنيوترون . كتلة النيوترون هي 939.55 MeV وكتلة البروتون هي 938.25 MeV ويكون فرق الكتلة هو 1.30 MeV ، جزء من هذا الفرق على وجه التحديد 0.50 MeV يظهر كطاقة سكون للإلكترون ، والباقي يظهر كطاقة حركة لكل من الإلكترون ، ضد النيوتريينو والبروتون ، نواتج الاضمحلال ويكون نصيب البروتون من طاقة الحركة صغيراً جداً ، وعلى هذا فإن الطاقة المتوافرة تكون مقسمة بين الإلكترون وضديد النيوتريينو

وتفسير ذلك أن جسيماً آخر ، في هذه الحالة هو ضد النيوتريينو عديم الوزن ، ينبعث أيضاً ، وتتقسم الطاقة الممكنة بين الإلكترون وضديد النيوتريينو . وعندئذ تقرأ صيغ التفاعل للاضمحلال بيتا على النحو

انبعاث إلكترون : $zX^A \rightarrow z+1X^A + e^- + \bar{\nu}$

انبعاث بوزيترون : $zX^A \rightarrow z-1X^A + e^+ + \nu$

حيث X تمثل الرمز الكيميائي للنظير المشع e^\pm تمثل البوزيترون أو الإلكترون ، ν للنيوترينو و $\bar{\nu}$ لضديد النيوترينو .

٤٢ - تخطيط الحدود في شكل ٤٢ أ يبين الأصل في نشوء بيتا - جاما المتعاقب الذي ينبعث من نظير الكوبلت $^{60}_{27}\text{Co}$. فهذا النظير يضمحل بيتا أولاً إلى حالة مثارة لنظير النيكل $^{60}_{28}\text{Ni}$ ، الذي يقع عند 2.4 MeV فوق الحالة الأرضية . وطاقة الحركة العظمى للإلكترون المنبعث تكون 0.3 MeV ، ولكنه قد ينطلق بأية طاقة بين القيمة صفر وتلك القيمة العظمى للطاقة . وصيغة التفاعل لهذا الجزء من العملية يمكن أن يكتب



حيث تشير النجمة إلى أن نظير النيكل لا يزال في الحالة المثارة . ويضمحل من هذه الحالة على التوالي (في الحال بالنسبة لكل الأغراض العملية) ، خلال حالة مثارة أخرى تقع عند 1.3 MeV فوق الحالة الأرضية ، إلى الحالة الأرضية باعثاً أشعة جاما ذات الطاقات 1.1 MeV و 1.3 MeV .

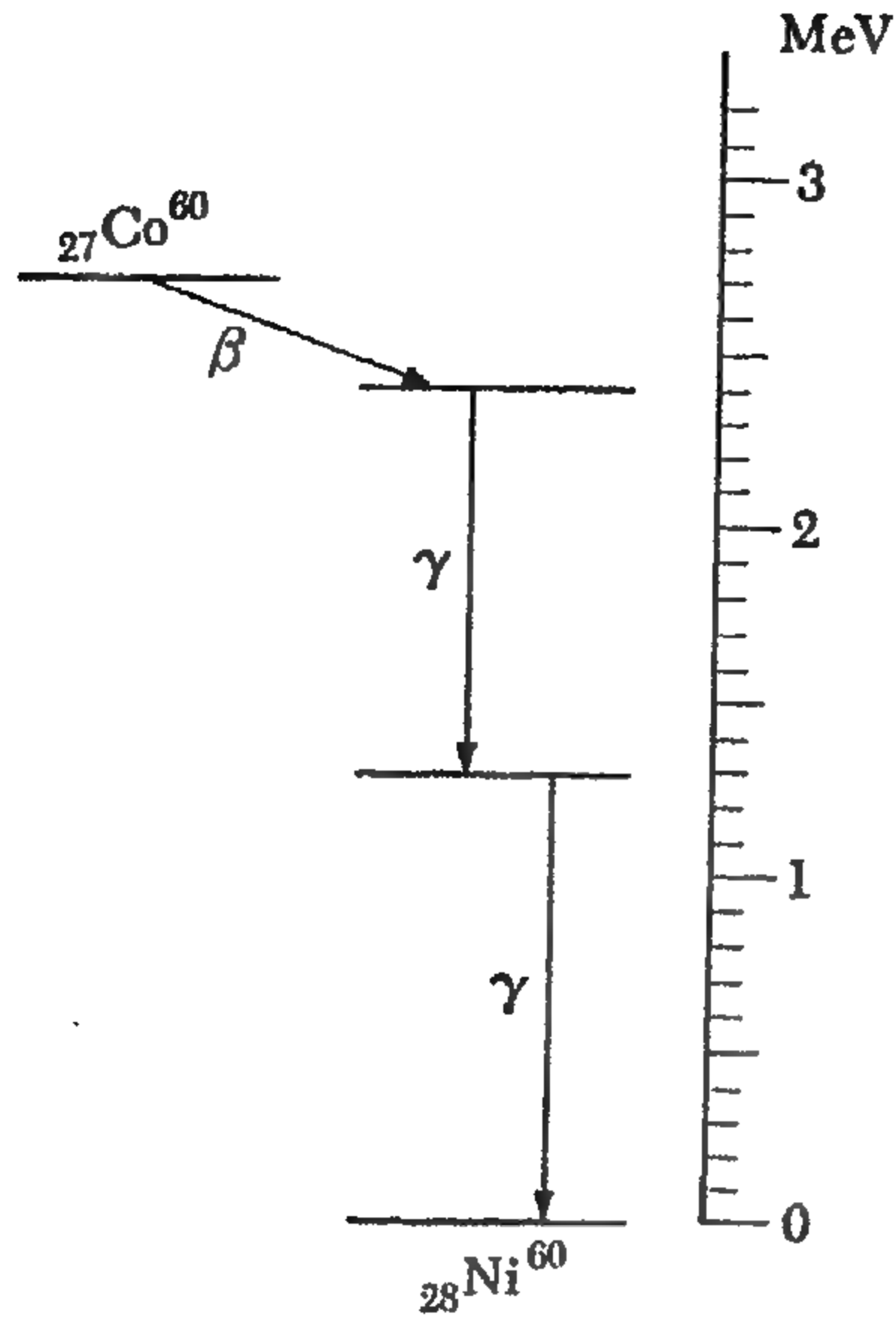
عمر النصف لنواة الكوبلت هو 5.3 سنوات ، وبذلك تهبط لنا عملية التساقب هذه مصدراً طويلاً العمر إلى حد ما لأشعة جاما .

وغالباً ما يكون للأنوية نشيطة الاشعاع بيتا أعمار - نصف طويلة جداً ، تماماً مثل بواعث - ألفا . وفي حالة بواعث بيتا يكون السبب في ذلك هو الضعف الذاتي للتفاعلات المسئولة عن الاضمحلال بيتا . هذا التفاعل المعروف بالتفاعل الضعيف يكون على وجه التقريب أضعف بحوالي 10^{14} ضعفاً عن التفاعلات الشديدة ، وعلى هذا يكون أيضاً أضعف من التفاعلات الكهرومغناطيسية بمراحل . والتفاعل الضعيف هو المسئول عن الاضمحلال (البطيء نسبياً) لكثير من الجسيمات الأساسية ، التي قد تكون مستقرة ، ولكنها ليست كذلك بالنسبة للتفاعل الضعيف . أمثلة ذلك البيونات المشحونة ، النيوترون - الميون - ميزونات K^- وهيرون - لمدا .

اتساع دوبلر والاتساع بالتصادم لخطوط الطيف

٤٣ - ناقشنا في فترة مبكرة من هذا الفصل العلاقة بين عرض الخط الطبيعي $\Delta\omega$ لخط الطيف المنبعث من الذرة ، ومتوسط أعمار الحالات المتضمنة في الانتقال . وفي الحالة الخاصة التي تكون فيها الحالة الدنيا هي الحالة الأرضية وجدنا أن

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \quad (٤٣ أ)$$



شكل ٤٢ أ تخطيط الحدود مينا تعاقب بيتا - جاما المنبعثة بواسطة نظير الكوبلت $^{60}_{27}\text{Co}$. هذا النظير يضمحل بيتا أولاً إلى حالة مثارة لنظير النيكل $^{60}_{28}\text{Ni}$ ، التي تقع عند 2.4 MeV أعلى الحالة الأرضية، والقيمة العظمى لطاقة حركة الإلكترون هي 0.3 MeV وتضمحل الحالة المثارة لنظير النيكل على التتابع من خلال انبعاث إثنين من أشعة جاما في تتابع سريع.

حيث τ هو متوسط عمر الحالة العليا

في بند ٢٦ أوردنا قيم τ النمطية للذرات، وقد قدرنا القيمة الكسرية لعرض - الخط في حدود $10^{-7} \sim \Delta\omega/\omega$. هذه بالطبع رتبة كبر تقريبية جداً لتقدير تلك الكمية.

خطوط الطيف للذرات كما نلاحظها في الطبيعة، تكون على وجه العموم أكثر إتساعاً عن التقدير السابق. ونظريتنا الواردة في البنود ١٤ - ٢٦ تنطبق على الذرة المعزولة، الساكنة أصلاً، لكن من الناحية العملية لا تكون الذرات قيد البحث معزولة ولا ساكنة. ولدراسة أسباب الإتساعات الإضافية، دعنا نفترض أننا ندرس انبعاث الضوء من غاز من الذرات، عند درجة حرارة T وضغط P . وليكن الوزن الذري A . وسوف تتجول الذرات بطريقة عشوائية، وسوف تتصادم بلا انقطاع مع بعضها البعض.

٤٤ - وبسبب الحركة الحرارية العشوائية سوف تتحرك بعض الذرات في اتجاه المشاهد، وبعض الذرات تتحرك مبتعدة عنه. نتيجة لذلك يتسع خط الطيف، الذي هو نتيجة تراكب الخطوط المنبعثة من

ذرات كثيرة ، بسبب تأثير دوبلر (Doppler) . وتكون إزاحة دوبلر بالنسبة لذرة متحركة في اتجاه المشاهد بسرعة v على الصورة $\delta\omega/\omega = v/c$. ولكي نقدر مقدار الاتساع لدوبلر $(\Delta\omega/\omega)_D$ ، علينا أن ندخل السرعة المتوسطة v_0 لذرات الغاز في الصيغة الخاصة بإزاحة دوبلر . v_0 في الواقع هي السرعة المتوسطة في اتجاه المشاهدة ، والتي يمكن أن نأخذها للمحاور الثلاثة . وقد ذكرنا في بند ١٧ من الفصل الثاني أن طاقة الحركة المتوسطة للذرات ودرجة الحرارة T يرتبطان بالعلاقة

$$E_{kin} = \frac{1}{2}M(v_{01}^2 + v_{02}^2 + v_{03}^2) = \frac{3}{2}kT \quad (٤٤ أ)$$

حيث $M \cong AM_p$ هي كتلة الذرة (M_p هي كتلة البروتون) . ومن الواضح أن السرعات المتوسطة في الاتجاهات الإحداثية الثلاثة تكون متساوية ، ونحصل على

$$v_0 = v_{03} = \sqrt{\frac{kT}{AM_p}} \quad (٤٤ ب)$$

وعلى هذا يكون اتساع دوبلر معطى بالعلاقة

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_D \sim \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kT}{AM_p}} = (0.52 \times 10^{-5}) \sqrt{\frac{1}{A} \left(\frac{T}{293^\circ K}\right)} \quad (٤٤ ج)$$

٤٥ - وتؤدي التصادمات بين الذرات أيضاً إلى اتساع في خطوط الطيف . لتقدير هذا التأثير سوف نفترض أنه لأية ذرة أحادية توجد فترة زمنية τ_c بين تصادمين متتاليين . ويكون مقلوب هذا الزمن $1/\tau_c$ هو معدل التصادم للغاز . وسوف نفترض بالإضافة إلى ذلك أن كل تصادم يحدث خلال عملية الانبعاث . وعلى هذا فإن الزمن τ_c هو متوسط عمر الذرات المؤثر ، وبالمقارنة مع العلاقة (٤٣ أ) يمكننا أن نفترض أن اتساع خط الطيف المناظر يعطى بالعلاقة

$$(\Delta\omega)_c \sim \frac{1}{\tau_c} \quad (٤٥ أ)$$

يجب علينا الآن أن نقدر تردد التصادم $1/\tau_c$ ، على اعتبار أن الذرات مثل كرات نصف قطرها r . دعنا نركز انتباهنا على ذرة بعينها ، ولتكن سرعتها بعد التصادم مباشرة هي v ، والمطلوب إيجاد الزمن المتوسط τ_c الذي يمر قبل أن تعاني هذه الذرة تصادماً تالياً . ولتقدير هذا الزمن في حدود خطأ قدره رتبة كبر واحدة يكون مسموحاً بافتراض أن كل الذرات الأخرى ساكنة : أما تحديد قيمة τ_c الدقيقة فيتطلب بالطبع أن نأخذ في الاعتبار حركة الذرات الأخرى كذلك ، في فترة زمنية صغيرة dt تتحرك ذرتنا مسافة قدرها $v dt$ ، لنعتبر أسطوانة ، نصف قطرها $2r$ ، ومحورها هو مسار الجسيم ، وتتمركز حول هذا المسار . وعلى هذا يكون ارتفاع هذه الأسطوانة هو $v dt$. فإذا لم تكن هناك ذرة أخرى داخل الأسطوانة فلن يكون هناك تصادم خلال الفترة الزمنية dt . فاحتمال أن يحدث التصادم خلال الفترة الزمنية يتساوى مع احتمال وجود ذرة أخرى داخل الأسطوانة . وحجم الأسطوانة هو $4\pi r^2 v dt$ ، فإذا كانت n هي متوسط عدد الذرات لوحدة الحجم في الغاز ، فإن العدد المتوسط للذرات داخل الأسطوانة سيكون $4\pi r^2 n v dt$. إذا كان هذا العدد صغيراً بالمقارنة

مع الوحدة فسوف يعطى أيضاً احتمال وجود ذرة داخل الأسطوانة ، ومن ثم احتمال وقوع تصادم في الزمن dt ولتقدير τ_c نطبق الشرط التالي :

$$4\pi r^2 n v \tau_c \sim 1 \quad \text{or} \quad \frac{1}{\tau_c} \sim 4\pi r^2 n v \quad (٤٥ ب)$$

الذي مؤداه أن العدد المتوسط للذرات الموجودة داخل أسطوانة نصف قطرها $2r$ الذي تلتقى به الذرة في خلال الزمن τ_c سيكون من رتبة الوحدة .

يحتوى جرام جزيئى من أى غاز على $N_0 \cong 6 \times 10^{23}$ جزيء (في حالتنا الجزيئات هى الذرات) . وعند درجة حرارة 273°K وضغط 1 atm ، يحتل جرام جزيئى حجماً قدره 22.4 liters . بقول آخر ، عند هذه الدرجة وهذا الضغط سيكون عدد الذرات لوحدة الحجم يعطى بـ

$$n_0 = \frac{N_0}{(22.4 \text{ liters})} \cong 2.7 \times 10^{19} \text{ atoms/cm}^3 \quad (٤٥ ج)$$

عدد الذرات لوحدة الحجم عند أى ضغط آخر P ، ودرجة حرارة T ، يعطى إذن بالعلاقة

$$n = n_0 \left(\frac{P}{1 \text{ atm}} \right) \left(\frac{T}{273^\circ\text{K}} \right)^{-1} \quad (٤٥ د)$$

(هذه النتيجة تنبع من معادلة الحالة للغاز) .

وتقدير معقول لنصف القطر r يمكن أن نعتبر نصف قطر بوهر $r \cong 0.5 \times 10^{-8} \text{ cm}$. ونحصل على السرعة المميزة v من

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (٤٥ هـ)$$

حيث $M \cong AM_p$ هى كتلة الذرة . بتجميع كل المعادلات السابقة (٤٥) نحصل أخيراً على

$$(\Delta\omega)_c \sim \frac{1}{\tau_c} \sim (2 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}) \times \left(\frac{P}{1 \text{ atm}} \right) \times \sqrt{\frac{1}{A} \left(\frac{273^\circ\text{K}}{T} \right)} \quad (٤٥ و)$$

٤٦ - إذا قارنا الآن الاتساع الناتج عن التصادم ، كما تعطيه المعادلة (٤٥ و) واتساع دوبلر كما تعطيه المعادلة (٤٤ ج) مع الاتساع الناتج عن زمن العمر المحدد للحالة المثارة لذرة معزولة ، فإننا نلاحظ أن الاتساع الناتج عن السبب الأخير سوف يكون على وجه العموم صغيراً جداً بالمقارنة مع الاتساع الناتج عن السببين الأوليين . فمقدار الاتساع الناتج عن التصادم يتقلص كلما نقص الضغط ، وعند الضغط المنخفض يسود اتساع دوبلر ، ويكون هو السبب الرئيسى للاتساع المحدود لخطوط الطيف ويمكن أن نشاهد عرض الخط الطيفى فقط تحت ظروف خاصة جداً .

سوف لا نناقش الاتساع الناتج عن التصادم واتساع دوبلر أكثر من ذلك . فهذه الظواهر ، على الرغم من أهميتها القصوى في الناحية العملية ، فهى خارجة عن نطاق المسألة الأساسية لانبعاث وامتصاص الضوء بواسطة الذرة . وقد شعر المؤلف بأنه من الواجب أن نناقشها على أية حال في هذا الصدد ، وإلا ترك القارئ ولديه انطباع أن اتساع خط الطيف المشاهد يكون دائماً اتساع خط طيفى .

موضوع متقدم : عن نظرية الانتقالات الكهرمغناطيسية*

٤٧ - نحن نعتبر سؤالين هامين . ما هو السبب في أن متوسط العمر للحالة المثارة (في ذرة ، أو نواة) التي تكون مستقرة إزاء انبعاث جسم ، ولكنها غير مستقرة إزاء انبعاث فوتون ، يكون طويلاً بالمقارنة مع معكوس التردد للفوتون المنبعث ؟ ما هو السبب في أن إشعاع ثنائي القطب الكهربى يكون نوع الإشعاع الأكثر شيوعاً في الفيزياء الذرية ؟

دعنا نحاول مناقشة هذه الأسئلة على أساس النظرية الكهرمغناطيسية شبه الكلاسيكية . هذا يعنى أن حجبنا تكون جزئياً كلاسيكية وجزئياً ذات روح ميكانيكية كمية . وتبرير هذا المدخل الساذج كتبرير غيره في هذا الفصل يكمن في نجاحه : فنحن نستطيع الإجابة على السؤالين السابقين بطريقة معقولة .

٤٨ - والإجابة على السؤال الأول هي : « لأن ثابت التركيب الدقيق α صغير للغاية » دعنا نرى ما الذى يعنيه هذا .

أول كل شيء ، نحن نسترجع الخلاصة التى وصلنا إليها في البنود ٢٩ و ٣٩ في الفصل الثانى وهى أن الطول الموجى للإشعاع الكهرمغناطيسى المنبعث يكون على وجه العموم كبير بالمقارنة مع حجم الذرة أو النواة التى تبعث الإشعاع . هذه الحالة لها نتائج فيزيائية هامة ، كما أنها تبسط أيضاً المناقشة الرياضية لظاهرة الإشعاع . دعنا نفترض أولاً أن الذرة ، أو النواة ، في إحدى حالات الإثارة تمثل دور القطب الكهربى المتذبذب . وليكن ω هو تردد التذبذب : وهو أيضاً تردد الضوء المنبعث . دع a تشير إلى حجم الشيء . حيث أن الشيء الذى يتذبذب يكون شحنة أولية أو أكثر ، ويمكن اعتبار أن عزم ثنائى القطب الكهربى من رتبة كبر ea . أن الشيء يكون صغيراً بالمقارنة مع الطول الموجى يعبر عنه بواسطة الشرط .

$$\frac{a\omega}{c} \ll 1 \quad (٤٨ أ)$$

في الجزء الثالث من سلسلة بيركلى** نعلمنا أن ثنائى القطب الكهربى يبعث طاقة إشعاع بالمعدل

$$W = \frac{1}{3c^3} \omega^4 (ea)^2 \quad (٤٨ ب)$$

هذه الصيغة تعطى القدرة المنبعثة .

حيث أننا نعلم أن الذرة (أو النواة) سوف تبعث فوتوناً وحيداً ، فإننا نهتم بالزمن τ اللازم لهذا الشيء لكى يبعث طاقة مقدورها $\hbar\omega$. هذا الزمن يعطى بـ

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{\hbar\omega} = \frac{\omega}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2 \quad (٤٨ ج)$$

* يمكن حذفها عند القراءة الأولى .

Berkeley Physics Course, Vol. III, Waves, Chap. 7. **

أو ، كتقدير لرتبة الكبر ،

$$\frac{1}{\tau} \sim \omega \alpha \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2 \quad (د ٤٨)$$

ونفسر τ على أنه متوسط عمر الحالة المثارة : فهذا هو الزمن اللازم للحالة المثارة لكي تفسحل من خلال انبعاث فوتون . دعنا نعتبر الكمية اللابعدية

$$\omega\tau \sim \frac{1}{\alpha} \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \quad (هـ ٤٨)$$

هذه الكمية تتناسب مع عدد الذبذبات التي يؤديها النظام خلال الزمن τ ، قبل أن يفسحل . ومن الواضح أن الحالة المثارة تكون أكثر استقراراً كلما كانت الكمية $\omega\tau$ كبيرة . وكما ترى فإن $\omega\tau$ تكون كبيرة لسببين : أنها تتناسب مع الكمية « الكبيرة » $1/\alpha \cong 137$ ، وتتناسب عكسياً مع مربع الكمية $(a\omega/c)$ ، وكما قلنا فإن $(a\omega/c)$ تكون على وجه العموم صغيرة .

٤٩ - في حالة الذرة يمكننا أن يأخذ a على أنها نصف القطر لبوهر ، $a_0 = (1/\alpha)(\hbar/mc)$ ، ولانتقال الضوئي يكون التردد من رتبة كبر $\omega \sim \alpha^2 mc^2$ ، وعلى هذا نحصل على

$$\omega\tau \sim \alpha^{-3}, \quad \tau \sim \left(\frac{\hbar}{mc^2} \right) \alpha^{-5} \quad (أ ٤٩)$$

وهذا يبين اعتماد كل من $\omega\tau$ و τ على ثابت التركيب الدقيق . في المنطقة الضوئية تتنبأ الصيغة بمتوسط أزمنة تتراوح من 10^{-7} إلى 10^{-9} sec ، وهو ما يتفق مع القيم المشاهدة .

لكي نحصل على تقدير مبدئي لزمن العمر لحالة مثارة لنواة ، والتي يمكن أن تفسحل من خلال انتقال ثنائي القطب الكهربائي ، يمكن أن نأخذ $a = 10^{-13}$ cm . وشعاع جاما ذو الطاقة 200 KeV له طول موجي حوالى 6×10^{-10} cm ، ونحصل على $\tau \sim 10^{-12}$ sec . ونحن ننوه بأن هذا التقدير تقريبي جداً ، ولكن كتقدير تقريبي لرتبة الكبر يتفق مع ما شوهد بالتجربة . لاحظ أنه بناء على (هـ ٤٨) يكون زمن العمر متناسباً عكسياً مع مكعب التردد المنبعث .

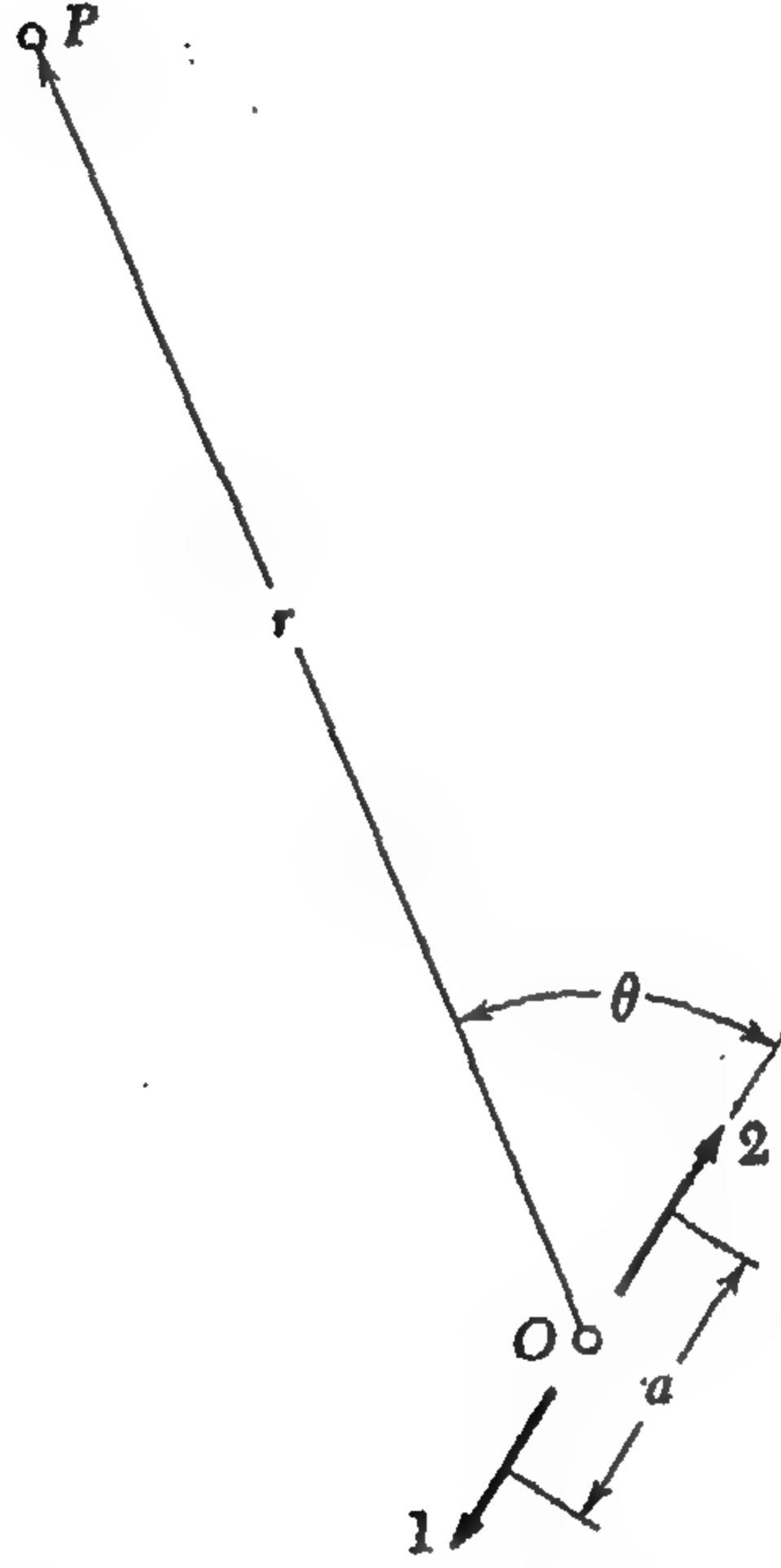
لقد أجبنا على السؤال الأول من السؤالين المتارين في بند ٤٧ ، ونحن الآن نفهم لماذا تكون أعمار الحالات المثارة التي يمكن أن تفسحل كهر مغناطيسياً أطول من مقلوب تردد الضوء المنبعث .

٥٠ - ولنتنقل الآن إلى السؤال الثاني ، معتبرين الدور الرئيسي لانتقالات ثنائي القطب الكهربائي في الذرات . لدراسة هذه النقطة علينا أن نعتبر معدل الانبعاث من تشكيل الشحنات المتحركة الذي يكون فيه عزم ثنائي القطب الكهربائي متلاشياً عند كل الأزمنة .

شكل ٥٠ أ يبين أحد المصادر التي تبعث إشعاعاً رباعياً للقطب الكهربائي . ويمثل السهمان اثنين من ثنائي القطب الكهربائي المتذبذبين بتردد قدره ω . هذان الثنائيان لهما نفس المقدار ، ولكنهما متعاكسي الاتجاه .

والمسافة بينهما a ، وقد وضعا متماثلين بالنسبة لنقطة الأصل O ، التي تقع في مركز « الذرة » . ونحن نشاهد الإشعاع عند النقطة « P » ، التي تبعد مسافة كبيرة r عن الذرة .

ومن الواضح أن عزم ثنائي القطب الكهربى لهذا المصدر يساوى صفراً . ونفس الشيء صحيح بالنسبة لعزم ثنائي القطب المغناطيسى بسبب عدم وجود تيارات دائرية في المصدر .



شكل ٥٥ أ صورة تخطيطية لمصدر ثنائى القطب الكهربى . وتمثل الأسهم اثنين من ثنائيات الأقطاب المتذبذبة بنفس التردد ω . ولهما نفس المقدار ، ولكنهما في اتجاهين متعاكسين . وفى هذا التشكيل يتلاشى عزم كل من ثنائى القطب الكهربى وثنائى القطب المغناطيسى ، ولكن عزم رباعى القطب لا يتلاشى . فإذا كانت a صغيرة بالنسبة للطول الموجى λ فإن المعدل الذى عنده تشع الطاقة من النظام يكون أصغر بالعامل $(a/\lambda)^2$ عن المعدل المناظر من ثنائى القطب المفرد .

ولنعتبر الآن المجال الكهربى في اتجاه ثابت ، عند مسافة كبيرة جداً من المصدر . هذا المجال يقع في مستوى الشكل ، ويكون عمودياً على نصف قطر المشجعة OP . وليكن E_1 هو المجال الكهربى الذى نجده عند P إذا كان ثنائى القطب رقم واحد فقط هو الموجود عند نقطة الأصل O . هذا المجال يكون على الشكل

$$E_1 = \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right] \quad (١٥٠)$$

حيث $C(\theta)$ هي دالة في θ التي تتناسب مع عزم ثنائي القطب الكهربى . وشكل الدالة بالتحديد لايهمنا هنا في شئ .

إذا وجد كلا الشائين معاً ، كما في الشكل ، فإن المجالات الكهربائية الناتجة عن الشائين تتلاشى تقريباً ، ولكنها لا تتلاشى تماماً ، لأن المسافة من P إلى الشائى 1 هي $(r + \frac{a}{2} \cos \theta) \cong r$ ، في حين أن المسافة من P إلى الشائى 2 هي $(r - \frac{a}{2} \cos \theta) \cong r$. وبالتالي فإن المجال الناشئ عن الشائى 1 يختلف في الطور عن المجال الناشئ عن الشائى 2 . والمجال الكهربى E_2 ، يكون على هذا معطى بالعلاقة

$$E_2 = \left\{ \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right] \right\} \times \left[\exp \left(\frac{ia\omega \cos \theta}{2c} \right) - \exp \left(-\frac{ia\omega \cos \theta}{2c} \right) \right] \quad (50 \text{ ب})$$

٥١- سوف نستخدم الآن الفرض (٤٨ أ) بأن $(a\omega/c)$ يكون صغيراً جداً مقارنة بالوحدة : من الواضح أن هذا الفرض يكون سارى المفعول للانتقالات الضوئية في الذرة لأن a لا يمكن أن تكون أكبر كثيراً من نصف القطر الذرى النمطى وعلى هذا ، يمكننا أن نفك الدالتين الأسيتين داخل الأقواس في الطرف الأيمن للمعادلة (50 ب) ، مع إهمال كل الحدود ذوى الرتب الأعلى في a من الأول لنحصل على

$$E_2 \cong i \left(\frac{a\omega}{c} \right) (\cos \theta) E_1 \quad (51 \text{ أ})$$

حيث E_1 مطاة بالعلاقة (50 أ) . على هذا يكون المجال الكهربى E_2 الناتج عن رباعى القطب الكهربى المبين شكل (50 أ) أصغر في كل مكان على الأقل بعامل قدرة $(a\omega/c)$ عن المجال الكهربى E_1 الناتج عن أحد الشائين المكونين لرباعى القطب . . وحيث أن معدل الإشعاع يتناسب مع مربع المجال الكهربى فإننا نستطيع أن نستخلص أن المعدل النمطى لإشعاع رباعى القطب الكهربى يكون أصغر من المعدل النمطى لإشعاع ثنائى القطب الكهربى بعامل قدرة $(a\omega/c)^2$. وأزمة العمر المناظرة ترتبط على هذا بالعلاقة

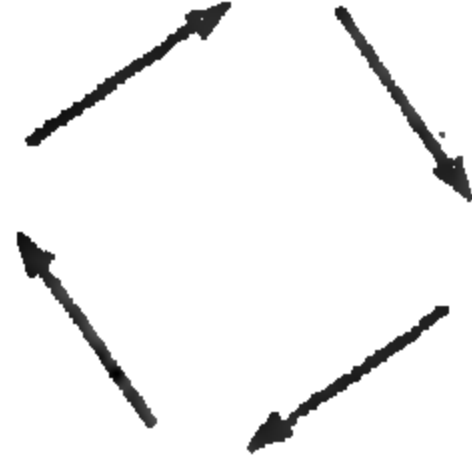
$$\tau_{E2} \sim \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \tau_{E1} \quad (51 \text{ ب})$$

حيث τ_{E1} تدل على متوسط العمر في انتقالات ثنائى القطب الكهربى و τ_{E2} تعبر عن متوسط العمر في انتقالات رباعى القطب الكهربى .

وقد قدرنا أن $(a\omega/c)$ تكون من رتبة a في الذرة وأن النسبة لأزمة العمر تتراوح من 10^{-4} إلى 10^{-6} .

وتطبق على الأنوية اعتبارات مماثلة ، وفي هذه الحالة تكون a الطول المميز للأنوية ، و ω هي التردد المنبعث . وأيضاً في هذه الحالة تكون $(a\omega/c)$ صغيرة ، ولنقل من رتبة 10^{-3} أو أقل .

٥٢ - شكل ٥٢ أ يوضح مثالا لمصدر يتلأشى فيه عزم ثنائى القطب الكهربى ، ولكن بعزم ثنائى قطب مغناطيسى غير متلأشى . وتمثل الأسهم الصغيرة مرة أخرى ثنائيات الأقطاب الكهربائية (المتذبذبة) ، ويمكننا أن نتصور أن مثل هذا الثنائى يتكون من شحنة متذبذبة إلى الخلف وإلى الأمام على طول الاتجاه للسهم . هذا يناظر تياراً متردداً على طول أضلاع المربع ، ويتناسب عزم ثنائى القطب المغناطيسى للنظام مع حاصل ضرب شدة التيار ومساحة المربع .



شكل ٥٢ أ ترتيب ثنائيات أقطاب كهربية متذبذبة مع تلالشى عزم ثنائى القطب الكهربى ، وعزم رباعى القطب الكهربى . وتمثل الأسهم الأربعة أربعة ثنائيات أقطاب كهربية متساوية المقدار ومتذبذبة بنفس التردد .

ومن الواضح أن أحجية مماثلة تماماً لتلك التى قدمت فى بندى ٥٠ و ٥١ يمكن تطبيقها أيضاً هنا ، ويمكن أن نستخلص أن

$$\tau_{M1} \sim \left(\frac{\omega}{c} \right)^{-2} \tau_{E1} \quad (١٥٢)$$

حيث τ_{M1} تدل على متوسط العمر فى انتقالات ثنائى القطب المغناطيسى .

٥٣ - أن تصنيف الإشعاع المنبعث إلى أصناف مثل ، ثنائى قطب كهربى ، ثنائى قطب مغناطيسى ، رباعى قطب كهربى ، رباعى قطب مغناطيسى ، الخ . ، هو تصنيف مبنى على خواص التماثل للإشعاع المنبعث . كل طراز من الإشعاع يكون متميزاً بنوع فريد من توزيع الشدة كدالة فى الاتجاه ، وبنمط استقطاب فريد . وبالطبع يكون نمط التماثل للإشعاع المنبعث معروفاً تعريفاً أحادياً بواسطة خواص التماثل للمصدر ، ويمكننا أيضاً تصنيف أنماط الإشعاع تبعاً لخواص المصدر . فثنائى القطب الكهربى يبعث إشعاع ثنائى قطب كهربى ، (باختصار $E1$) ، وثنائى القطب المغناطيسى يبعث إشعاع ثنائى قطب مغناطيسى (باختصار $M1$) ، ويبعث رباعى القطب الكهربى إشعاع رباعى القطب الكهربى ، « (باختصار $E2$) ، الخ . وغالباً ما نجد فى تخطيطات الحدود التى تبين الانتقالات الكهرمغناطيسية فى الأنوية رموزاً مثل $E1$ و $M3$ و $E4$ ، الخ ، تشير إلى طبيعة ، الإشعاع المنبعث .

ويمكن فى الحال تعميم مناقشتنا لإشعاع رباعى القطب الكهربى وثنائى القطب المغناطيسى لدراسة متعددة الأقطاب الأعلى . ولإنتاج ثمانية أقطاب كهربائية نضع إثنين من رباعى القطب الكهربى مجاورين لبعضهما البعض ، ولكن فى اتجاهات متعاكسة ، بحيث تتلأشى محصلة عزم رباعى القطب . ومن السهل أن نفهم أن

معدل الإشعاع المنبعث من رباعي قطب واحد بعامل قدرة $(a\omega/c)^2$. وكل مرة نعلو فيها درجة واحدة في تدرج متعدد الأقطاب الكهربى ينقص المعدل المميز بعامل قدرة $(a\omega/c)^2$ ، حيث a هى البعد الخطى النمطى للنظام . وبالمثل بالنسبة لمتعدد الأقطاب المغناطيسى .

وعلى هذا يمكننا أن نفهم أهمية انتقالات ثنائى القطب الكهربى فى الذرات . فإذا أمكن لإحدى الحالات المشارية أن تضمحل بطرق مختلفة متعددة ، إحداها هو إشعاع $E1$ ، فإنها عندئذ تضمحل خلال إشعاع $E1$ باحتمال كبير جداً . وقد توجد كذلك أنماط الإشعاع الأخرى ، ولكن شدة خطوط الطيف التى لاتناظر إشعاع $E1$ تكون أصغر كثيراً من تلك التى تناظر خطوط $E1$.

٥٤ - عندما ناقشنا قواعد الانتقاء لانتقالات ثنائى القطب الكهربى فى بنود ٢٩ - ٣١ قلنا أن هذه القواعد مشتقة من مبدأ بقاء كمية الحركة الزاوية . وكذلك ذكرنا أن أساس المبدأ الأخير هو تماثل الخواص الاتجاهية للميز الفيزيائى . ويمكننا على ذلك أن نصف قواعد الانتقاء بأسلوب يبدو مختلفاً : تشتق قواعد الانتقاء من تماثل الخواص الاتجاهية للميز الفيزيائى . دعنا نوضح هذه الفكرة قليلاً .

لقد قلنا أن العدد الكمى لكمية الحركة الزاوية z هو مقياس لكمية الحركة الزاوية للحالة فى نظام ما ، وليتكن ذرة . وفى حدود خطة عمل ميكانيكا الكم يكون للعدد z تفسير بديل : z تصف نمط التماثل الدورانى للحالة .

ويمكننا القول بأن z تصف مظهر الذرة عندما ننظر إليها من كل الاتجاهات الممكنة . على سبيل المثال ، إذا كانت الذرة فى حالة ما بحيث أن $z = 0$ ، فإن الذرة يكون لها نفس المظهر من جميع الاتجاهات : $z = 0$ تعنى أن الحالة كروية التماثل . إذا كانت $z = 1$ ، فإن الحالة يكون لها نفس خواص التماثل كتوجه . والمجال الكهربى المنبعث فى انتقال ثنائى القطب الكهربى هو مثال لمثل هذه الحالة للفوتون : نمط المجال الكلى فى الفراغ يجب أن يكون له نفس خواص التماثل الدورانية للمصدر ، والمصدر هو متجه ثنائى القطب الكهربى . ولقد قلنا أن فوتون ثنائى القطب الكهربى يحمل وحدة واحدة من كمية الحركة الزاوية ، وهذا مثال على الارتباط العام بين أنماط التماثل وكمية الحركة الزاوية . ونمط الإشعاع من رباعى القطب الكهربى يكون متميزاً بتماثل دوران العدد الكمى $z = 2$ ، وبالتناظر فإن فوتون رباعى القطب الكهربى يحمل اثنتين من وحدات كمية الحركة الزاوية . وعلى هذا تكون قواعد الانتقاء لانتقالات رباعى القطب الكهربى مختلفة عن قواعد الانتقاء لانتقالات ثنائى القطب الكهربى : فى انتقال رباعى القطب يمكن أن تتغير كمية الحركة الزاوية بمقدار يبلغ اثنتين من الوحدات .

٥٥ - باعتبار ما سبق ، فإن كل قواعد الانتقاء التى تحكم الانتقالات الكهرمغناطيسية يمكن اشتقاقها من مبدأ أن خواص التماثل الدورانية للنظام تكون محافظة . لكن نوضح هذه الفكرة العميقة سوف نبرهن قاعدة انتقاء خاصة واحدة ، بالتحديد الانتقال $(j_i = 0)$ إلى $(j_f = 0)$ يكون ممتنعاً لكل الانتقالات الكهرمغناطيسية (أحادية - الفوتون) . وبمنص مختلف نقول أن ذرة فى حالة مشاركة ذات تماثل كروى $(j_i = 0)$ لا يمكن أن تضمحل ، خلال انبعاث فوتون ، إلى حالة أخرى تكون أيضاً كروية التماثل ، $(j_f = 0)$.

ونحن نجادل على النحو التالي : قبل الانبعاث تكون الذرة في حالة تماثل كروى ، أى لها نفس المظهر من كل الاتجاهات . بعد الانبعاث فإن النظام الذى يتكون الآن من الذرة في حالتها النهائية بالإضافة إلى الموجة الكهرمغناطيسية المنبعثة يجب أن يكون أيضاً في حالة تماثل كروى . فى الأصل لم يكن هناك اتجاه مفضل فى الفضاء ، وإذا كان الفضاء الفيزيائى متماثل الخواص الاتجاهية فكذلك لن يكون هناك اتجاه مفضل بعد الانبعاث . هذا هو مانع بقاء خواص التماثل الدورانى اعتبر الآن الحالة بعد الانبعاث . فإذا كانت الحالة النهائية للذرة ذات تماثل كروى ، مناظرة $r = 0$ ، فإننا نستخلص أن الموجة الكهرمغناطيسية المنبعثة يجب أيضاً أن تكون ذات تماثل كروى : ولا يمكن أن يكون لها اعتماد على الزاوية . مثل هذه الموجة الكهرمغناطيسية ليس لها وجود ، وبالتالي فإن الانتقال لا يمكن أن يحدث بقاءً . ومن الواضح أنه لا يمكن أن توجد موجة ثنائى قطب كهربى (أو مغناطيسى) ذات تماثل كروى ، لأن ثنائى القطب الكهربى (أو ثنائى القطب المغناطيسى) له اتجاه . وكذلك لا يمكن أن يوجد أية موجة متعددة القطب كروية التماثل ، لأنه عند لحظة معينة من الزمن وعند موضع معين فى الفراغ ، يحدد المجال الكهربى اتجاهاً عمودياً على نصف القطر المتجه . المتجه الكهربى عند تلك النقطة وعند تلك اللحظة الزمنية لا يمكن على هذا أن يبقى غير متغير عند دوران تشكيل المجال حول نصف القطر المتجه ، وعلى هذا فإن نمط المجال لا يمكن أن يكون ذات تماثل كروى .

٥٦ - الانتقال الممتنع بواسطة قاعدة انتقاء ثنائى القطب يمكن أن يكون مسموحاً به لرباعى القطب ، أو لانتقالات متعدد القطب الأعلى . فإذا اخترنا تخطيطات الحدود للذرات الموضحة فى هذا الفصل ، لرأينا أن كل الحالات المثارة تقريباً يمكن أن تضمحل لحالات أدنى بانتقالات ثنائى القطب الكهربى . وهيكمل المستويات للأنوية يكون فى الغالب مختلفاً تماماً ، ويمكن أن نجد حالة فوق الحالة الأرضية مباشرة تختلف فى قيمة Z بعدة وحدات عن الحالة الأرضية . مثل هذه الحالة المثارة لا يمكن أن تضمحل بواسطة انبعاث ثنائى القطب ، وبناء على ذلك تمر لمدة أطول . فإذا كان الفرق فى قيم Z كبيراً جداً ، ونرى الطاقة صغيراً ، فإن زمن العمر قد يكون فى حدود دقائق حيث أن الفوتون المنبعث يكون ذا رتبة عالية بعدد القطب . مثل هذه الحالات يطلق عليها حالات متشابهة التركيب (أيسو مرية) .

مراجع لدراسة اضافية

(١) مستويات الطاقة للذرات ، الجزيئات والأنوية نوقشت ، بالطبع ، فى كتب كثيرة جداً لهذه الموضوعات ، من بينها نذكر المجموعة الأولى التالية :

(أ) G. Herzberg : *Atomic Spectra and Atomic Structure* (Dover Publications, New York, 1944).

(ب) H. White : *Introduction to Atomic Spectra* (McGraw-Hill Book Co., New York, 1934).

(ج) G. Herzberg : *Molecular Spectra and Molecular Structure : I, Spectra of Diatomic Molecules* (D. van Nostrand Co., New York, 1953).

(د) D. Halliday; *Introductory Nuclear Physics*, (John Wiley and Sons Inc., 1950).

(هـ) E. Segrè : *Nuclei and Particles* (W. A. Benjamin, New York, 1964).



أوجين بول فيجندر (Eugene Paul Wigner) ولد عام ١٩٠٢ في بودابست بالهجر ، ودرس في برلين وحصل على لقب الدكتوراه في الهندسة الكيميائية من مدرسة التكنولوجيا في عام ١٩٢٥ . بعد أن أمضى بعض الوقت في برلين وفي جوتنجن ، أتى فيجندر إلى الولايات المتحدة في عام ١٩٣٠ . وهو الآن أستاذ الفيزياء في جامعة برينستون . وقد منح فيجندر جائزة نوبل في عام ١٩٦٣ .

وينطى شغل فيجندر في الفيزياء النظرية مدى واسعاً ملحوظاً . وقد قام بكثير من الإسهامات الهامة في مجالات مختلفة مثل الفيزياء الذرية ، الكيمياء النظرية ، فيزياء الحالة الصلبة ، الفيزياء النووية ، نظرية المفاعلات النووية ، نظرية النسبية والجسيمات الأولية . وفي رأى المؤلف أن أبرز إسهام له هو التحليل العميق المذهل والثاقب لدور خواص التماثل في ميكانيكا الكم . أفكاره في هذا الموضوع قدمت في سلسلة من الأبحاث (وكتاب واحد) ممتدة في الزمن من عام ١٩٣١ إلى وقتنا هذا .

(صورة بالإذن من *Reviews of Modern Physics*)

(٢) (١) تخطيطات الحدود لكثير من الذرات يمكن أن توجد في كتاب :

Grotrian : *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit Ein, Zwei und Drei Valenzelektronen*, vol. II (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1928).

(ب) بالنسبة لرسوم مستويات الطاقة لأنوية مختارة انظر :

F. Ajzenberg and T. Lauritsen : «Energy levels of light nuclei», *Rev. Mod. Phys.* 27, 77 (1955).

(٣) بالنسبة لجداول أكثر قصراً للأطياف ومستويات الطاقة نحن نشير إلى :

a) *Handbook of Chemistry and Physics* (Chemical Rubber Publishing Co.).

b) *American Institute of Physics Handbook* (McGraw-Hill Book Co., New York, 1957)

٤ - يوجد عدد من الموضوعات في *the Scientific American* التي يمكن للقارئ أن يطالعها والتي قد نفيده عند هذا الحد :

A..L. Bloom : «Optical Pumping», October 1960, p. 72. (أ)

H. Lyons : «Atomic Clocks», February 1957, p. 71. (ب)

G. E. Pake : «Magnetic Resonance», August 1958, p. 58. (ج)

J. P. Gordon : «The Maser», December 1958, p. 42. (د)

A. L. Schawlow : «Advances in Optical Masers», July 1963, p. 34. (هـ)

S. de Benedetti : «The Mossbauer Effect», April 1960, p. 72. (و)

مسائل

١ - لقد لوحظت الخطوط الطيفية التالية (مبكراً في هذا القرن) لذرة معينة :

$$\begin{array}{lll} \bar{\nu}_1 = 82258.27 & \bar{\nu}_5 = 15232.97 & \bar{\nu}_8 = 5331.52 \\ \bar{\nu}_2 = 97491.28 & \bar{\nu}_6 = 20564.57 & \bar{\nu}_9 = 7799.30 \\ \bar{\nu}_3 = 102822.84 & \bar{\nu}_7 = 23032.31 & \bar{\nu}_{10} = 2469. \\ \bar{\nu}_4 = 105290.58 \end{array}$$

حيث، الأعداد المدرجة هي الأعداد الموجية ، في وحدات cm^{-1} .

(أ) أوجد على قدر ما تستطيع الحالات التي توضح مبدأ رتز (Ritz) للضم أي الحالات التي يمكن التعبير فيها عن العدد الموجي بدلالة الفرق بين عددين موجيين آخرين .

(ب) بين أن كل الخطوط يمكن اعتبارها كتجميع لخمس حدود . أوجد هذه الخطوط (في حدود ثابت إضافي اختياري عام) و ارسم تخطيط الحدود مبيناً الحدود والانتقالات التي تناظر الخطوط المذكورة عليه .

(ج) هل يمكنك أن تجد صيغة بسيطة للحدود ؟ هل يقع تخطيط الحدود هذا في أي مكان من هذا الكتاب ؟

(بعد أن تنتهي من تحليلك ربما ترغب في أن تلق نظرة على جدول الأطوال الموجية لكي تتحقق من هوية الذرة) .

٢ - في دراسة الرنين المفلور تضاء محتويات وعاء الكوارتز C بضوء فوق بنفسجي طوله الموجي 2537 \AA منبعث من مصباح الزئبق (في داخل المصباح يجري تفريغ كهربى خلال بخار الزئبق الموجود داخل وعاء الكوارتز) .

ويمكن ملاحظة الحقائق التالية :

(أ) إذا كان الوعاء C يحتوى على بخار الزئبق ، ولا يحتوى شيئاً آخر ، فإن الغاز سوف يشتت الضوء الساقط بشدة كبيرة وتصبح ذرات الغاز في حالة رنين . ويكون للإشعاع المشتت أيضاً الطول الموجي 2537 \AA

(ب) إذا كان الوعاء C يحتوى على بخار الثاليوم ، ولا شيء آخر ، فإن C سيكون شفافاً بالنسبة للإشعاع الساقط وسيكون تشتت الضوء الساقط صغيراً جداً .

(ج) إذا احتوى الوعاء C بخار كل من الثاليوم والزئبق ، فإن C سوف يبعث خط الزئبق 2537 \AA وسوف يبعث كذلك عدداً من الخطوط المميزة للثاليوم عند الأطوال الموجية 2768 \AA ، 3230 \AA ، 3529 \AA ، 3776 \AA و 5350 \AA . إذا وضع لوح زجاجى بين C والمصباح فلن ينبعث أى من الخطوط السابقة .

(د) لقد وجد بناء على الظروف الموضحة في (ج) أن خط الثاليوم 3776 \AA أكثر اتساعاً من خط الثاليوم 2768 \AA . والخط المذكور أولاً يكون في الحقيقة أكثر اتساعاً عما يمكن تفسيره على أساس اتساع دوبلر المناظر لدرجة الحرارة في الوعاء C ، وهو أيضاً أكثر اتساعاً عما يكون عليه نفس الخط إذا كان منبعثاً من أنبوبة تفريغ مملوءة ببخار الثاليوم .

حاول أن تفسر كل هذه الظواهر ، كبادرة يمكن الرجوع إلى تخطيط الحدود للثاليوم شكل ٣٤ أ من هذا الفصل . ومن المثير أن نلاحظ أن خطوطاً قليلة فقط للثاليوم قد شوهدت بالتجربة . على سبيل المثال ، نلاحظ غياب الخطوط 2826 \AA و 5584 \AA .

٣ - زمن العمر للحالة $3p_{1/2}$ في الصوديوم (أنظر شكل ٣٢ أ في هذا الفصل) تكون حوالى 10^{-8} sec . بفرض أن لدينا وعاء مملوءاً ببخار من الأرجون عند ضغط 10 mm Hg ، وعند درجة حرارة حوالى 200°C .

وداخل الوعاء يوجد مقدار صغير من الصوديوم الذي يمكن تسخينه بحيث يحتوى الوعاء على كمية صغيرة من بخار الصوديوم . ونلاحظ الامتصاص 5896 \AA في ضوء من فتيلة التانجستن المار خلال الوعاء . (بتسخين فتيلة التانجستن ينبعث إشعاع بتوزيع طيفي متصل) .

قدر

(أ) العرض الطبيعي للخط

(ب) مقدار اتساع دوبلر للخط

(ج) مقدار اتساع الخط الناتج عن التصادم

عبر عن نتائجك بدلالة الأعداد الموجية (أيضاً عبر عن تردد الخط محل البحث بدلالة الأعداد الموجية cm^{-1})
قارن هذه العروض بانفصال التركيب الدقيق لخطوط الصوديوم (الصفراء) D_1 و D_2 .

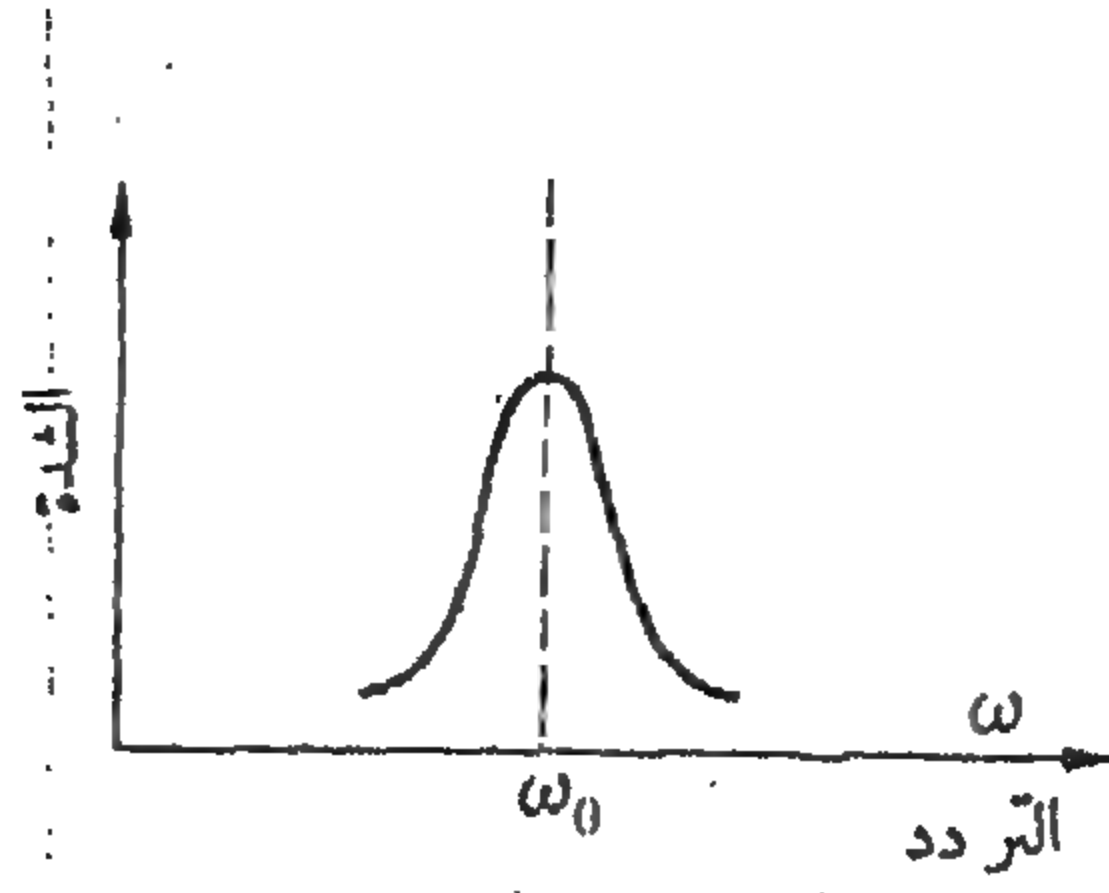
(د) في تخطيط الحدود شكل ٣٢ أ نلاحظ خطأ طوله الموجي 5688.22 \AA . هل يمكن أن نرى هذا الخط في تجربة الامتصاص المذكورة آنفاً ؟

غاز الأرجون في الوعاء ليس له تأثير آخر في العملية خلاف ماينشيه من ضغط ودرجة حرارة متوسطة في الإناء . إلا أن وجوده يجب أن يؤخذ في الحساب عندما نرغب في اعتبار تأثير التصادمات على خط الامتصاص وحيث أن عدد ذرات الصوديوم في الوعاء قليلة للغاية مقارنة بعدد ذرات الأرجون وعلى هذا تتصادم ذرات الصوديوم أساساً مع ذرات الأرجون .

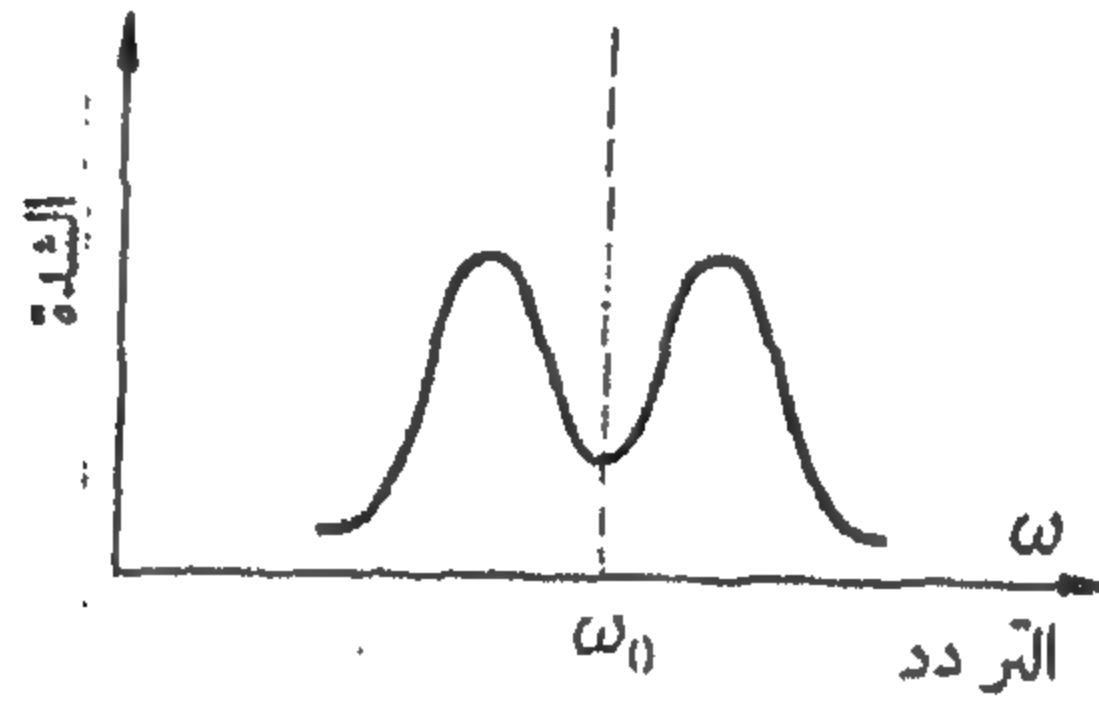
٤ - دعنا نعتبر شكل خطوط الطيف المنبعث من الذرة . ولنفترض أن الذرات موجودة على صورة غاز في مصدر ضوئي . نحن نقيس الشدة ضد التردد باستخدام مرصعة طيف ذات قدرة تفريق عالية جداً . لبعض مصادر الضوء يمكن أن يكون للخط المظهر المين في الشكل العلوي الموضح في الصفحة التالية ، في حين يكون لمصدر ضوئي ذي تركيب آخر نفس خط الطيف ولكنه يبدو كما في الشكل السفلي الموضح في الصفحة التالية بالإضافة إلى ذلك قد نلاحظ أنه كقاعدة فقط أن الخطوط الناشئة في الانتقال إلى الحالة الأرضية يكون مظهرها كما في الشكل السفلي . هل يمكنك أن تفسر هذه الظواهر ، وهل يمكنك تفسير المميزات الفيزيائية لمصادر الضوء التي نتوقع أن يكون الخط فيها من النوع الموضح في الشكل العلوي .

٥ - تحت نفس الشروط التجريبية الموصوفة في المسألة ٣ ، قدر بناء على الصيغة (٧ أ) في هذا الفصل ، الكسر من ذرات الصوديوم التي يمكن أن تكون في الحالة المثارة الأولى عند أي زمن معين (بفرض أن $T = 200^\circ\text{C}$) .

٦ - (أ) من النتائج التجريبية الموجودة في شكل ٣٧ أ ، احسب الثابت C في المعادلة (٣٧ ب)
(ب) في دراسة انبعاث شعاع X وجد أنه في مقابل أن تظهر الخطوط المميزة (ذات التردد ω) ، فإن الطاقة E لألكترونات القذف يجب أن تكون أعلى من $\hbar\omega$ بدوارة كبيرة إلى حد ما
نخطوط $K\alpha$ التي يشير إليها شكل ٣٧ أ ، يكون شرط ظهور الخطوط هو تقريباً $E \geq \frac{3}{4}\hbar\omega$
لماذا لا يظهر الخط بمجرد أن تكون $E > \hbar\omega$ ؟



الشكلان يخصصان المسألة ٤ . الشكل العلوي يبين الشكل العام لخط الطيف (بقدره تفريق كبيرة للغاية) من غاز أنبوبة التفريغ .
تحت شروط معينة نفس خط الطيف من غاز أنبوبة تفريغ مشابهة يمكن أن يكون له الشكل المبين بأسفل



٧ - بالرغم من أن المؤلف لا تتوقع عليه أية مسئولية من جراء الصور الذهنية المضرة التي قد تتكون في حالة دراسة القارئ للنموذج الفلكي للذرة ، فهو لا يرغب في التماهي بأن يمنع القارئ تماماً من اعتبار هذا النموذج لقد افترض بوهر أن الإلكترون يتحرك في مدار دائري في ذرة الهيدروجين ، وبطريقة ما بحيث أن كمية الحركة الزاوية للإلكترون تكون مضاعفاً صحيحاً موجباً لـ \hbar . وإنها لصدفة غريبة أن هذا النموذج يحدد الموضع الصحيح لكل مستويات الطاقة إلى درجة عالية جداً من الدقة . بما أن لهذا النموذج أهمية تاريخية بالغة فقد يرغب القارئ أن يتتبع خطوات بوهر ويؤسس تخطيط الحدود ، ويتمرف على الخطوط المبينة في شكل (أ ب) . (الأطوال الموجية البادية على لوح التصوير هي : 4861.3 \AA ، 4340.5 \AA ، 4101.7 \AA ، 3970.1 \AA ، 3835.4 \AA و 3889.1 \AA)

٨ - النواة المشعة $^{212}\text{Po}_{84}$ (المسماة سابقاً ThC') تبث جسيمات ألفا بطاقات عديدة مختلفة. في هذه الحالة لا يكون التفسير كما هو مبين في شكل ٤ ، أ من هذا الفصل . أوجد التفسير الذي يمكن أن يكون . ارسم تخطيط الحدود لتوضح أفكارك ومعرفتك المكتسبة . علم بطريقة صحيحة الحالات المناظرة للأنوية المختلفة المتضمنة

٩ - شكل ٣٨ أ عبارة عن نسخة مبسطة للشكل الذي ظهر في مثال بواسطة

F. Ajzenberg and T. Lauritsen, *Reviews of Modern Physics* 27 (1955), p. 107, Fig. 15.

إدرس الشكل الأصلي . لاحظ أنه فوق الخط المصنف $\alpha + Li^7$ ، يوجد منحني له عدد من النهايات العظمى . هذه النهايات تتطابق مع بعض مستويات النواة B^{11} . هذا المنحني يبين النتائج لبعض القياسات الفعلية . إشرح بالتفصيل أهمية هذا المنحني ، وناقش القياسات التي بنى على أساسها .

على اليمين في الشكل الأصلي ، نلاحظ بالإضافة إلى ذلك خطاً أفقياً معلماً بالرمز $B^{11} + p - p'$ ، وفوق هذا يوجد خط أفقي قصير معلم بـ 15.6 . هذا الخط الأخير متصل ببعض مستويات B^{11} بواسطة خطوط برؤوس أسهم . هذه السمة للرسم البياني تشير أيضاً لبعض القياسات . ناقش هذه القياسات وإشرح ما الذي تمثله الأسهم .

١٠ - افترض التجربة التي فيها تتحرك حزمة من الذرات موازية لشاشة بها فتحة ضيقة . الفتحة تكون عمودية على اتجاه الحزمة . للسهولة نفترض أن كل الذرات في الحزمة لها نفس السرعة v . وبعض الذرات قد جلبت إلى الحالة المثارة عند نقطة ما قبل أن تطير خلال الفتحة . ولتكن x هي المسافة بين الفتحة والنقطة التي أثارت عندها الذرات . والذرات يمكن أن تضمحل من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية من خلال انبعاث فوتون ، ذي تردد ω ، وليكن τ هو متوسط العمر للحالة المثارة . ونحن ندرس الضوء المنطلق خلال الفتحة

(أ) كيف تتوقف شدة الضوء المسار خلال الفتحة على المسافة x ؟ علل لإجابتك .

(ب) افترض أننا تركنا الضوء المسار من الفتحة يسقط على خلية ضوئية ، وافرض أننا نعين جهد الإعاقة الذي عنده تكلف الخلية الضوئية عن التسجيل . أذكر ، وعلل ، توقعاتك لكيفية توقف جهد الإعاقة هذا على المسافة x . لا يهم ما إذا كنت ستأتي بالإجابة الصحيحة أم لا : الشيء الهام هو أن تفكر في المشكلة وأن تصيغ تنبؤاً محدداً مبنياً على معلوماتك الراهنة .

١١ - * من المشوق أن ندرس التوزيع الزاوي (في الشدة) لإشعاع رباعي القطب الكهربائي المنبعث من المصدر المبين في شكل ٥.٠ أو أن نقارن هذا التوزيع الزاوي مع ذلك الذي نشاهده من ثنائي قطب كهربائي وحيد . الشدة تتناسب مع مربع المحال الكهربائي . اثبت أن الشدة المنبعثة كدالة في اتجاه الملاحظة تعطى بالعلاقة

$$I_{E1}(\theta) = A \sin^2(\theta)$$

في حالة ثنائي القطب الكهربائي ، وبالعلاقة

$$I_{E2}(\theta) = B \sin^2(2\theta)$$

في حالة رباعي القطب الكهربائي المبين في شكل ٥.٠ أ . هنا A و B ثوابت . الشدة تكون غير متوقفة على الزاوية السميتية . هذا المثال يبين كيف يمكن تمييز الأنواع المختلفة لإشعاع متعدد القطب عن بعضها البعض بواسطة أنماطها المميزة للشدة .

(*) هذه المسألة ذات علاقة بالموضوع المتقدم . بند ٥.٠

الفصل الرابع

الفوتونات

١٨٦	الفوتون كجسيم	البنود من ١ إلى ١٧
١٩٨	تأثير كبتون ، إشعاع الفرملة ، تخليق وفناء الأزواج	١٨ إلى ٣٠
٢١٠	هل الفوتونات قابلة « للانقسام »	٣١ إلى ٥٠
٢٢٣	مراجع لدراسة إضافية	
٢٢٤	مسائل	

الفصل الرابع

الفوتونات

الفوتون كجسيم

١ - في هذا الفصل والفصل التالى سوف نستكشف كلا من الملامح الجسيمية والموجبة لوحداث أساسية مثل الفوتون ، الإلكترون ، البروتون والجسيمات الأولية الأخرى التى توجد فى الطبيعة . وسوف نأخذ بعين الاعتبار بعض الحقائق التجريبية ونحاول الحصول منها على صورة مبدئية متأسكة لمشاهداتنا . فى حالات كثيرة ، تقترح حصيلة تجربة معينة إجراء تجربة أخرى جديدة : عندما يكون الأمر كذلك ، سوف نحاول أن نقدم تنبؤاً وعند ذلك ندرس ما قد تم بالفعل مشاهدته ، أما تناولنا للموضوع فهو لا يبدو نوعاً من التجريب للأفكار . ومن ثم يجب أن نكون حذرين بالألا نلتزم بشكل مؤكد بعد بأى نموذج معين : دعنا نرى كيف تمضى المناقشة .

٢ - قد يكون من الملائم أن نبدأ بدراسة الفوتونات . والفوتونات هى « الكمات » للمجال الكهرمغناطيسى فنحن نعرف أن الإشعاع أحادى اللون تقريباً ذا التردد ω يأتى فى حزم يحمل كل منها طاقة مقدارها $E = \hbar\omega$ وأكثر دليل مباشر على هذا يأتى من دراسة التأثير الكهروضوئى ، إلا أن هناك ، كما سنرى ، مشاهدات أخرى تقودنا إلى نفس النتيجة . وباعتبارها مجتمعة ، فإن هذه المشاهدات تعنى ضمناً بأن العلاقة $E = \hbar\omega$ يجب أن تكون صحيحة على مدى واسع جداً من الترددات . وسوف نقدم الآن استنباطاً (جزيئاً) وهو أن هذه العلاقة التى تربط بين طاقة الحزمة والتردد هى علاقة عامة تماماً . وصحيحة لكل الفوتونات .

٣ - سنسأل السؤال التالى : افرض أن لدينا حزمة من الإشعاع الكهرمغناطيسى ذات تردد ω تتحرك فى اتجاه ما بسرعة الضوء c . هل تحمل هذه الحزمة كمية حركة أيضاً . وإذا كانت ، فما هو مقدارها ؟ إذا كان للحزمة ، التى نسميها فوتون ، بعض خواص الجسيمات ، فإننا نتوقع بأنها تحمل بالفعل كمية حركة ، وقد نفكر فى التجارب التى نستطيع أن نقيس فيها كمية الحركة بطريقة مباشرة .

فى الجزء الثالث* من هذه السلسلة ، تعلمنا أن الطاقة وكمية الحركة لموجة كهرمغناطيسية أحادية اللون متحركة فى اتجاه محدد يرتبطان بالعلاقة $p = E/c$ وبحيث تكون كمية الحركة فى اتجاه انتشار الموجة . هذا هو ما تتنبأ به النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية ، ومن المعقول أن نتوقع صلاحية نفس العلاقة للكمات الكهرمغناطيسية .

٤- قد يكون من المفيد أن نشق العلاقة بين الطاقة وكمية الحركة من وجهة نظر مختلفة . وعلى هذا دعنا نتظاهر بأننا لا نعرف بعد أن $p = E/c$ ، ولكننا نعتقد بصحة العلاقة $E = h\omega$ على وجه العموم . هذا يعنى ، بوجه خاص ، أن هذه العلاقة صحيحة في كل إطار قصورى . ومبدأ النسبية الخاصة يعنى ضمناً أننا إذا استطعنا أن نجد العلاقات العامة بين الطاقة ، كمية الحركة ، التردد واتجاه الانتشار ، التى تنطبق على كل الفوتونات في إطار قصورى واحد ، فإن هذه العلاقات نفسها يجب أن تكون صحيحة في كل إطار قصورى . ومتطلبات عدم التغير النسبية على هذا تدخل قيداً يحدد العلاقات الممكنة بين الكميات الفيزيائية المذكورة ، والفكرة من وراء هذه المناقشة هى أن نستخدم هذا القيد لكى نجد تعبيراً عن كمية الحركة p للفوتون .

دع الفوتون يتحرك ، في أحد الإطارات القصورية ، في الاتجاه الموجب لمحور x سوف تعتبر الفوتون كجسيم طاقته $E = h\omega$ ، وكمية حركته p مجهولة . ولأسباب التماثل يجب أن يكون p في نفس اتجاه محور x . افترض الآن نفس الحالة عند مشاهدتها في إطار قصور ذاتى آخر « إطار بشرطة » يتحرك بسرعة منتظمة v في الاتجاه الموجب لمحور x بالنسبة « للإطار بدون شرط » . عندئذ يرى المشاهد في الإطار ذى الشرطة فوتوناً تردده ω' ، يحمل طاقة مقدارها $E' = h\omega'$ وكمية حركة p' . بما أن $c > v$ فإن الفوتون في الإطار ذى الشرطة سوف يتحرك في الاتجاه الموجب لمحور x' . بالإضافة إلى ذلك فسنستنتج (بناء على التماثل) أن كميات الحركة في كلا الإطارين يجب أن تتجه على طول اتجاه حركة الفوتون . ويمكننا على هذا أن نحذف رمز الاتجاه لكميات الحركة ، ونكتب ببساطة p و p' للمركبات x ، x' ، وتكون قيم المركبات الأخرى مساوية للصفر .

٥- دعنا نسترجع نتيجتين لتحويلات لورنتز (Lorentz) من الجزء الأول في السلسلة* . أول هذه النتائج هى الصيغة الخاصة بإزاحة دوبلر الطولية ، التى تربط بين الترددات تبعاً للعلاقة

$$\omega' = \omega \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \quad (٥ أ)$$

والنتيجة الثانية هى قانون التحويل النسبى للطاقة وكمية الحركة للجسيم . بناء على هذا القانون تكون الطاقة E' معطية بالعلاقة

$$E' = \frac{E - vp}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٥ ب)$$

وإذا استخدمنا الآن الفرض

$$E = h\omega, \quad E' = h\omega' \quad (٥ ج)$$

* Berkeley Physics Course, Vol. I, Mechanics . الصيغة الخاصة بالإزاحة الطولية لدوبلر قد

اشتقت في الفصل الثانى وقانون التحويل للطاقة وكمية الحركة ثم اشتقاقه في الفصل الثانى عشر .

لكي نحذف E و E' من (ه ب) ، وبعد ذلك نحذف ω' من المعادلات الناتجة باستخدام (ه أ) ، فإننا نحصل على

$$\hbar\omega \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} = \frac{\hbar\omega - vp}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$$

ويمكن حل هذه المعادلة فوراً لـ p ، لنحصل على

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} \quad (د ه)$$

أو

$$p = \frac{E}{c} \quad (ه ه)$$

هذه العلاقات بالطبع صحيحة في كل أطر القصور الذاتي ، لأنه ليس هناك شيء خاص حول « إطارنا بدون شرطة » وتكون على وجه الخصوص صحيحة في إطارنا ذي الشرطة « وكما قلنا . أن العلاقة (ه ه) يمكن اشتقاقها من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . أما العلاقة (د ه) فهي بالتأكيد ميكانيكية كمية : إنها تقول أن كم الضوء ذا التردد ω يحمل دائماً كمية الحركة $\hbar\omega/c$. هذه العلاقة ، بالطبع ، تستنتج مباشرة من (ه ه) و (ه ج) وعلى النقيض تتبع العلاقة (ه ج) من (د ه) و (ه ه) .

٦ - كتلة السكون ، m_{ph} ، للفوتون تكون مساوية صفراً ، وفي الجزء الأول تم اشتقاق علاقة بين كتلة السكون والطاقة و كمية الحركة التي إذا ما طبقناها على هذه الحالة الخاصة فإنها تقرأ على النحو التالي :

$$(m_{ph}c^2)^2 = E^2 - (cp)^2 \quad (أ ٦)$$

وباعتبار المعادلة (ه ه) ، يتلاشى الطرف الأيمن لهذه المعادلة ، وبناء على ذلك نحصل على $m_{ph} = 0$ للوهلة الأولى قد تبدو هذه النتيجة غير مألوفة إلى حد ما : إذا كان للفوتون بعض خواص الجسيم فن الأولى أن تكون له كتلة عندما نشاهده في الإطار الذي يكون فيه ساكناً . إلا أنه لا يوجد إطار قصور ذاتي يكون فيه الفوتون ساكناً : فالإشعاع الكهرمغناطيسي ينتشر بالسرعة c في كل إطارات القصور الذاتي . وعلى هذا يكون الفوتون الساكن مفهوماً لا معنى له .

وقد يجادل المرء بأن الشيء الذي لا يمكن أن يوجد أبداً في حالة سكون يجب ألا نسميه « جسماً » . لقد أصبحت على أي حال عادة مؤكدة أن نتكلم عن « جسيمات عديمة الكتلة » ، ومنها الفوتون والنيوترينو كأثلة ، وعلينا أن نجاري هذه المادة . ففي النهاية تكون كيفية تعريفنا لكلمة « جسيم » مسألة تذوق خالصة . ومن المريح أن نعالج الفوتونات والنيوترينوات على قدم المساواة مع الأجسام ذات الكتلة . ومن ناحية أخرى يجب أن فنوه بشدة على أن الفوتون ليس كرة بلياردو : فليس له غير بعض الخواص المشتركة مع كرة البلياردو .

٧ - دعنا بالتالي نفترض بعض التجارب الذهنية التي نحاول فيها أن نرى ما إذا كانت الصورة الجسيمية للفوتون تنسجم مع بعض النتائج التي يمكن الحصول عليها من النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية .

فهذا الأسلوب يمكننا أن نعود أنفسنا كذلك على التألف مع فكرة أن حزم الإشعاع الكهرمغناطيسى لها خواص الجسم .

تلزم كلمة إيضاح هى فى صلب الموضوع . عندما نتحدث عن « خواص الجسم » هنا فإننا نعنى تلك الخواص التى تفترض فى الجسيمات أن تمتلكها من خلال الفيزياء الكلاسيكية ، وفى الواقع أن الكلمة « جسم » تستخدم بالطبع هذه الأيام كإسم شائع لأشياء مثل الفوتونات ، الإلكترونات ، البروتونات ، النيوترونات ، إلخ . ويقول فصل ، تكون « خواص الجسم » على هذا هى تلك الخواص التى تتشارك فيها هذه الأشياء . وعلى وجه الخصوص ، هى خاصية للجسيم الفيزيائى الحقيقى الذى يمكنه أن يسلك سلوك الموجة . عند هذه النقطة من مناقشتنا نكون بطريقة ما ، فى محاولة لإيجاد ماهية الخواص التى يمكن أن تكون للجسيمات الحقيقية ، وإحدى سمات هذه الدراسة هى أن نحاول أن نرى إلى أى مدى يمكن أن تسلك الجسيمات الحقيقية سلوك « الجسيمات الكلاسيكية » التخيلية .

٨ - افترض أن مصدراً ضوئياً ثابتاً يبعث فوتونات ترددها ω ، ودع هذا الضوء يسقط عمودياً على مرآة مثالية ، ساكنة فى إطار السكون لمصدر الضوء .

تتنبأ النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن الضوء المنعكس سوف يكون تردده ω أيضاً ، وأن فيض الطاقة قبالة المرآة هو نفس فيض الطاقة بعيداً عن المرآة .

بالإضافة إلى ذلك تتنبأ النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن الإشعاع الساقط يمارس ضغطاً على المرآة ، بالتحديد ضغط الإشعاع ، فإذا افترضنا أن شدة الإشعاع على المرآة تكون منتظمة ، فإن هذا الضغط يعطى بالعلاقة

$$P = W \quad (٨ أ)$$

حيث W هى كثافة الطاقة لمجال الإشعاع فى الجوار المباشر للسطح العاكس .

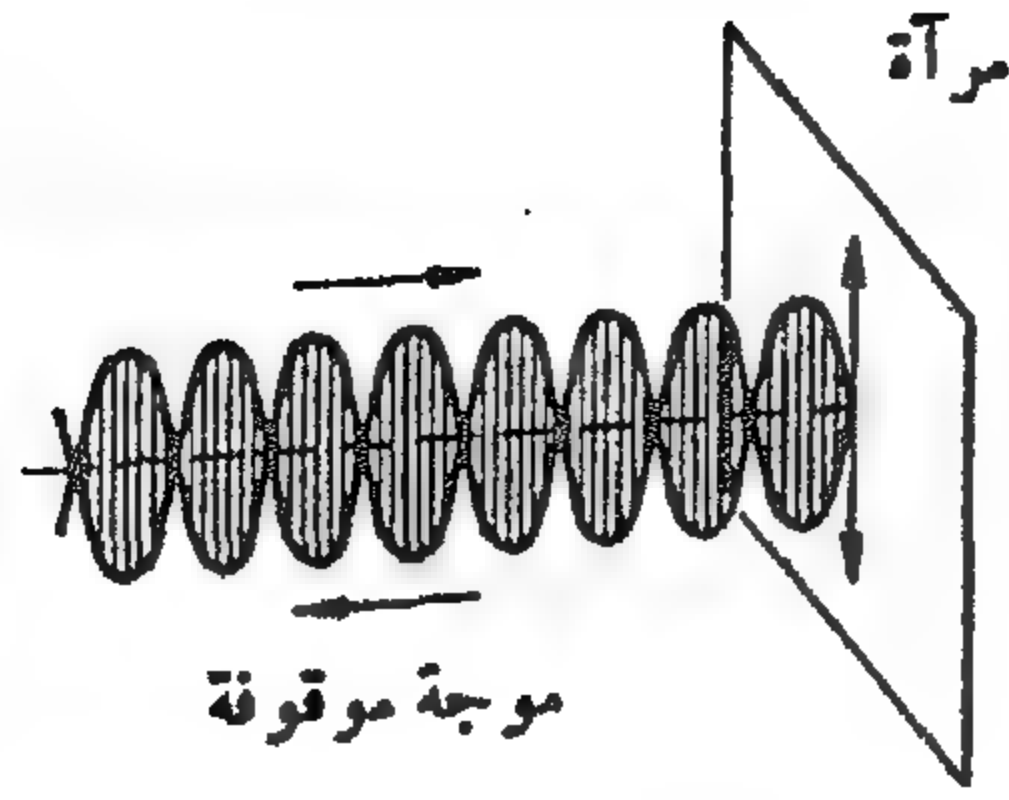
افترض الآن أن Φ هو فيض الإشعاع الساقط : أى أن Φ هى كمية الطاقة المتدفقة قبالة المرآة فى وحدة الزمن خلال وحدة المساحات العمودية على اتجاه السقوط . بالمثل إذا تركنا Φ' ليرمز إلى فيض الإشعاع المنعكس فإننا يجب أن نحصل على $\Phi = \Phi'$ فى وحدة الزمن يتحرك الإشعاع مسافة قدرها c ، وعندئذ يجب أن تعطى كثافة الطاقة W بالعلاقة

$$W = \frac{\Phi}{c} + \frac{\Phi'}{c} = \frac{2\Phi}{c} \quad (٨ ب)$$

حيث يعطى الحد الأول كثافة الطاقة الناتجة عن الإشعاع الساقط ويعطى الحد الثانى كثافة الطاقة الناتجة عن الإشعاع المرتد . ويرتبط عندئذ الفيض وضغط الإشعاع بالعلاقة

$$P = \frac{2\Phi}{c} \quad (٨ ج)$$

التي نحصل عليها من المعادلات (٨ أ) ، (٨ ب) .



شكل ٨ أ انعكاس ضوء من مرآة (بسطح تام التوصيل) بناء على الصورة الموجية . تنشأ موجة موقوفة أمام المرآة ، والتيارات حثية في السطح . وتؤثر الموجة بقوة على المرآة خلال تفاعل المجال المغناطيسي للموجة مع تيارات الحث . وفي حالة السقوط العمودي يكون ضغط الإشعاع معطى بالعلاقة $P = W$ ، حيث W هي كثافة الطاقة أمام المرآة .

٩ - دعنا الآن نلق نظرة على هذا الوضع من وجهة نظر الصورة الفوتونية . في هذه الصورة يوجد فيض ، وليكن مقداره N فوتوناً لوحدة الزمن خلال وحدة المساحات قبالة المرآة . كل فوتون يحمل طاقة مقدارها $E = \hbar\omega$ و كمية حركة مقدارها $p = \hbar\omega/c$. بعد التصادم مع المرآة تنعكس كمية حركة كل فوتون (باعتبار أن المرآة ذات ثقل لانهاى بحيث تظل ساكنة) ، وعلى هذا ينقل كل فوتون ما مقداره $2p$ من كمية الحركة إلى المرآة : في هذه الصورة ينشأ ضغط الإشعاع نتيجة لقذف المرآة بالفوتونات .

ويكون ضغط الإشعاع P مساوياً لمقدار كمية الحركة المنتقلة إلى وحدة المساحة للمرآة في وحدة الزمن ، وعلى هذا يكون لدينا

$$P = 2Np = \frac{2N\hbar\omega}{c} \quad (٩ أ)$$

ومن جهة أخرى يكون قبض الطاقة Φ ببساطة معطى بالعلاقة

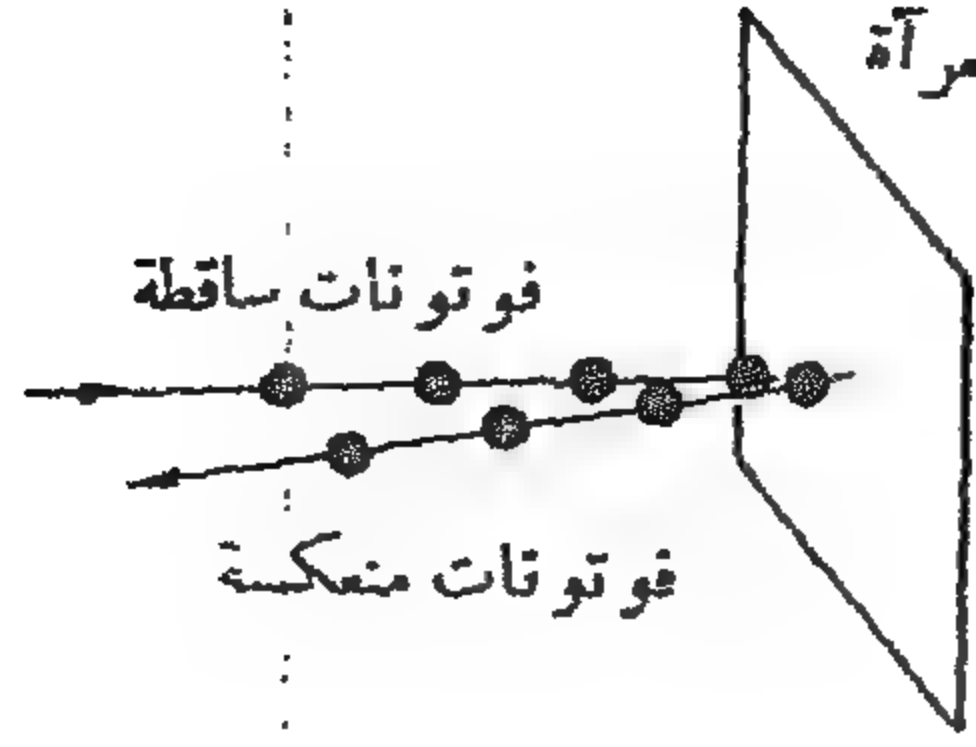
$$\Phi = N\hbar\omega \quad (٩ ب)$$

وكثافة الطاقة (حيث أن كل فوتون يتحرك بسرعة الضوء)

$$W = \frac{2N\hbar\omega}{c} \quad (٩ ج)$$

إذا جمعنا الصيغ (٩ أ) - (٩ ب) فإننا نحصل على العلاقات (٨ أ) - (٨ ج) . وهذا يعنى أنه للحالة التى نحن بصددتها تكون الصورة الفوتونية متفقة مع الصورة الموجية .

١٠ - دعنا نعتبر الآن الحالة الآتية : مصدر ضوئى ثابت فى المعمل ، يبعث فوتونات بتردد قدره ω ، وتسقط هذه الفوتونات عمودية على مرآة مثالية تتحرك بسرعة صغيرة v بعيداً عن المصدر . وسوف نفترض أن كتلة المرآة M كبيرة جداً . (يجعل v صغيرة و M كبيرة تستطيع مناقشة المسألة مناقشة لانسبية) .



شكل ٩ أ انعكاس الضوء من المرآة تبعاً للصورة الجسيمية .
وينشأ ضغط الإشعاع عندما تصطدم الفوتونات مع المرآة ، وتنعكس كيات
حركتها (في حالة السقوط العمودي) . والعلاقة بين ضغط الإشعاع وكثافة
الطاقة هي نفسها كما في النظرية الموجية . (أنظر شكل ٨ أ) .

دعنا نعتبر ما يحدث ، من وجهة نظر الصورة الفوتونية ، عندما يصطدم فوتون واحد بالمرآة . قبل
التصادم يكون للفوتون طاقة E و كمية حركة $p = E/c$ ، وبعد التصادم يكون للفوتون طاقة E' و كمية
حركة $p' = E'/c$. وتقرأ شروط حفظ الطاقة و كمية الحركة كما يلي :

$$p + Mv = -p' + Mv' \quad (١٠ أ) \text{ (كمية حركة)}$$

$$E + \frac{1}{2}Mv^2 = E' + \frac{1}{2}Mv'^2 \quad (١٠ ب) \text{ (طاقة)}$$

أخذنا هنا في الاعتبار حقيقة أن سرعة المرآة لا تكون مختلفة (قليلا) بعد التصادم : إلا أن اتجاه السرعة
يبقى بدون تغيير . وبتحرك الفوتون المنعكس في الاتجاه المضاد ، وعلى هذا يظهر الحد $-p'$ في المعادلة
(١٠ أ) .

ليكن تردد الفوتون المنعكس $\omega' = E'/\hbar$. وعندئذ يمكننا إعادة كتابة المعادلات (١٠ أ) و (١٠ ب)
على الصورة

$$\frac{\hbar\omega}{c} + Mv = -\frac{\hbar\omega'}{c} + Mv' \quad (١٠ ج) \text{ (كمية حركة)}$$

$$\hbar\omega + \frac{1}{2}Mv^2 = \hbar\omega' + \frac{1}{2}Mv'^2 \quad (١٠ د) \text{ (طاقة)}$$

بحذف v' من هاتين المعادلتين نحصل على

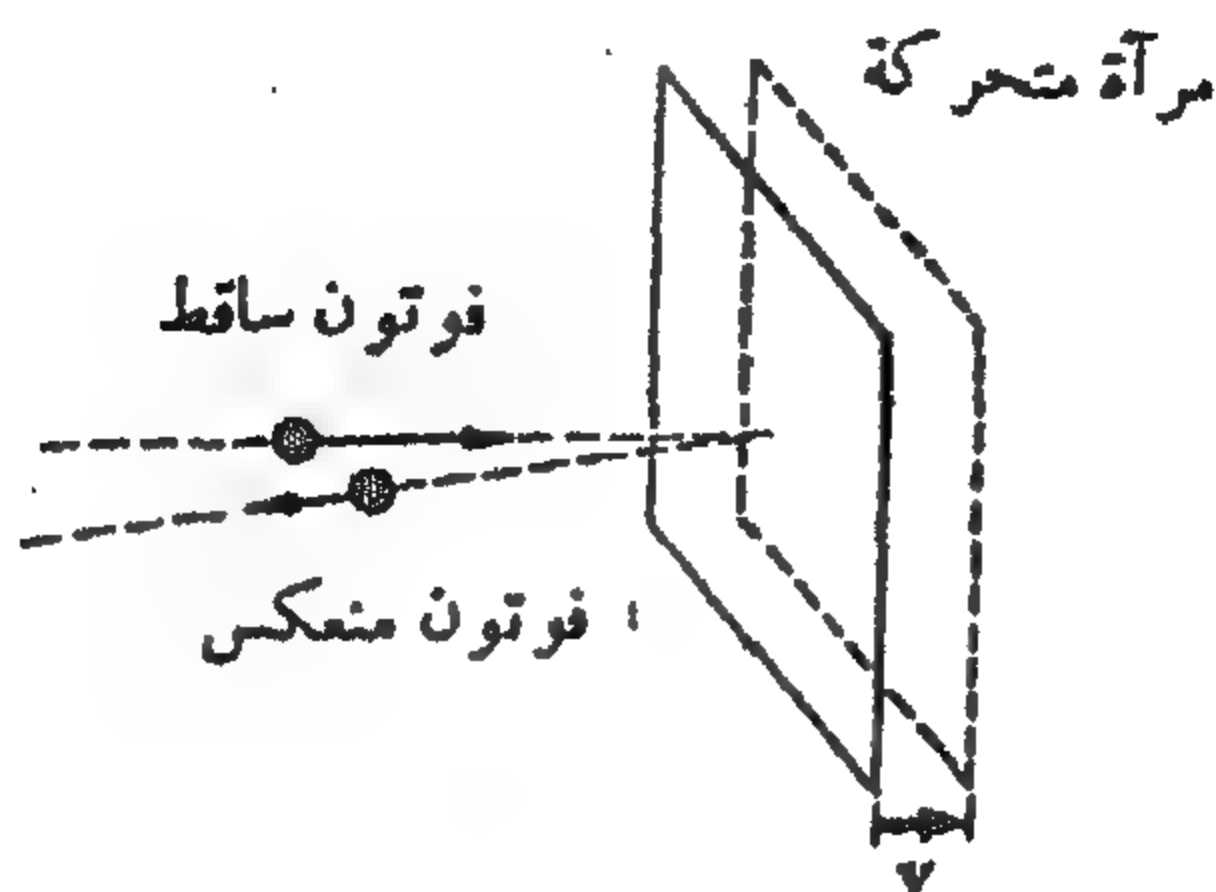
$$\hbar(\omega - \omega') = \left(\frac{v}{c}\right)\hbar(\omega + \omega') + \frac{1}{2M}\left(\frac{\hbar}{c}\right)^2(\omega + \omega')^2 \quad (١٠ هـ)$$

ولنتبر الحالة النهائية لمرآة لانهاية الثقل ، في مثل هذه الحالة يختفي الحد الثاني من الطرف الأيمن للمعادلة
(١٠ هـ) وبذا نحصل على

$$\omega' = \omega \left(1 - \frac{v}{c}\right) / \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (١٠ و)$$

بما أننا اعتبرنا أن المقدار v/c يكون صغيراً فإننا نستطيع أن نكتب (١٠ و) بدلالة قوى v/c ، مع الإبقاء على الحدود الخطية ، وبذلك نحصل على الصيغة التقريبية للتردد المنعكس

$$\omega' \cong \omega \left(1 - \frac{2v}{c} \right) \quad (١٠ س)$$



شكل ١٠ أ تتنبأ القوانين التي تحكم التصادمات المرنة بأن الطاقة E' للفوتون المنعكس تكون أقل من الطاقة E للفوتون الساقط ، عندما تتحرك المرآة بعيداً عن المصدر . ومن العلاقات $E = h\omega$ و $E' = h\omega'$ يمكن أن نجد الاختلاف في التردد . وباعتبار أن المرآة ثقلاً لانهاياً نستطيع أن نحصل على نفس النتائج التي نحصل عليها من الصورة الموجبة (أنظر شكل ١٢ أ) .

١١ - دعنا أيضاً نعتبر شدة الإشعاع المنعكس ، من أجل هذا الغرض سوف نتخيل بأن المشاهد في موضع ما عند مستوى ثابت في المعمل ، مواز للمرآة . ولنفرض وجود فيض مكون من N من الفوتونات في وحدة الزمن خلال وحدة المساحة لهذا المستوى متدفق في اتجاه المرآة ، وليكن الفيض المرتد هو N' فوتوناً في وحدة الزمن خلال وحدة المساحات . وسوف نفترض أن مصدر الضوء ذو اتساع عرض كبير ، وأن كل الفوتونات تتحرك متعامدة تماماً على هذا المستوى . سنفرض أن

$$N' = N \left(1 - \frac{2v}{c} \right) \quad (١١ أ)$$

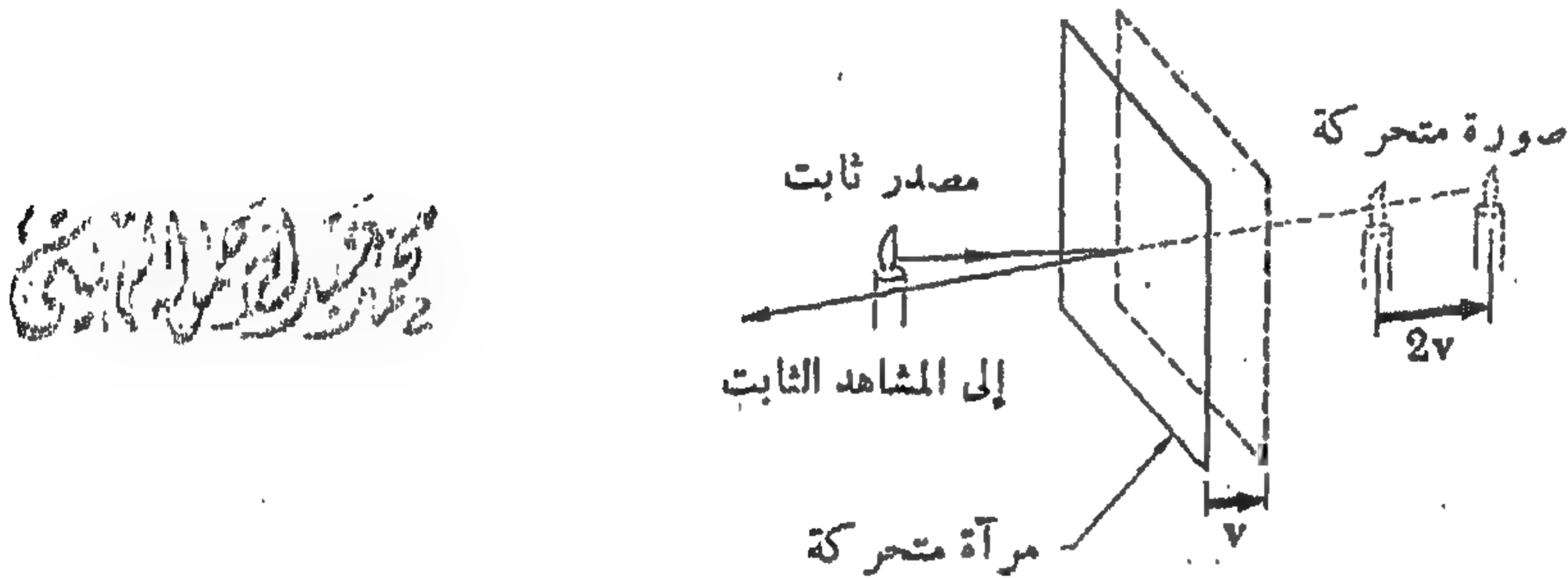
لتوضيح ذلك سنسوق الأدلة التالية : دع الفوتونات الساقطة المارة خلال وحدة مساحة المستوى عند المشاهد تكون متخلقة عن بعضها بأزمنة متساوية . وعلى هذا يكون الفترة بين مرور فوتونين متتاليين هي $1/N$. دع فوتوناً معيناً يعود إلى المستوى عند الزمن t : أما الفوتون الذي يليه فسوف يتحرك مسافة أكبر لأن المرآة في هذه الأثناء تكون قد تحركت مسافة قدرها v/N وسوف يرد هذا الفوتون عند الزمن $t + 1/N + 2(v/c)/N$. وعلى هذا يكون الفسوق في الزمن بين الفوتونين الواردين هو $1/N' = (1/N)(1 + 2v/c)$ الذي يؤدي إلى التعبير التقريبي (١١ أ) لقيم v/c الصغيرة .

الآن شدة أشعة الفوتونات ، أي فيض الطاقة على وحدة المساحة في وحدة الزمن تعطى بالعلاقة $\Phi = h\omega N$ بالنسبة للشعاع الساقط ، و $\Phi' = h\omega' N'$ بالنسبة للشعاع المنعكس ، وعلى هذا نستنتج أن الشدات تكون مرتبطة بالصيغة (التقريبية)

$$\Phi' = \Phi \left(1 - \frac{4v}{c} \right) \quad (11 \text{ ب})$$

لقد وصلنا إلى نتيجتين هامتين : تردد الفوتون المنعكس يتغير وفقاً للمعادلة (١٠ س) والشدة Φ' للشعاع المنعكس ترتبط بالشدة Φ للشعاع الساقط بالعلاقة (١١ ب) . هل يمكننا الحصول على نفس النتائج من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية ؟

١٢ - على أساس من النظرية الموجية نحن ندلل كل يل : بالنسبة لمشاهد ثابت في العمل يظهر الضوء المنعكس وكأنه قادم من « مصدر خلف المرآة » ، أي من الصورة المرآوية لمصدر الضوء . هذه الصورة المرآوية تتحرك بسرعة v بالنسبة للمرآة ، والمرآة نفسها تتحرك بسرعة v بالنسبة للمشاهد الثابت وبما أن v صغيرة فإننا نستطيع أن نستخدم قانون الانسيبية لجمع السرعات ، وعلى هذا نستخلص أن صورة المصدر الضوئي تبدو متحركة بعيداً عن المشاهد بسرعة $2v$. ويجب عندئذ أن يحدث للتردد إزاحة دوبلر ، والتردد المنعكس ω (في التقريب الانسيبي) يعطى بالعلاقة $\omega' = \omega(1 - 2v/c)$ ، الذي تتفق مع (١٠ س) .



شكل ١٢ أ ضوء من مصدر ثابت ينعكس من مرآة متحركة فيبدو وكأنه صادر من مصدر متحرك : تتحرك الصورة بضعف سرعة المرآة . وبناء على ذلك تتنبأ النظرية الموجية بأن تردد الضوء المنعكس يعاني إزاحة دوبلر . (تصور ، للسهولة ، أن الشكل يبين شعة ضوء أحادي اللون)

١٣ - دعنا بالتالي نعتبر الشدة . في الجزء الثاني من هذه السلسلة** ناقشنا قوانين التحويل للمجالات الكهرمغناطيسية تحت تأثير تحويلات لورنتز . إفرض أن E و B هما سمتا المجالين الكهربائي والمغناطيسي للموجة في إطار سكون المصدر ، المجالان E و B يكونان متعامدان على اتجاه الانتشار . وترمز للسعتين المناظرتين في الإطار الذي يتحرك فيه المصدر بعيداً عن المشاهد بسرعة v بالرمزين E' و B' . بالنسبة لموجة مستوية مستقطبة خطياً يكون في الحقيقة لدينا $E = B$ و $E' = B'$. وتقول قوانين التحويل عندئذ بأن السعات ذات الشرط والسمات بدونها ترتبط بالعلاقة

(*) بالطبع نستطيع . فهذه اللعبة ليست في الحقيقة ضرورية ، ولكنها مفيدة . طريقة بديلة لمناقشة هذا النوع من المسائل هو أن نعمل تحويلاً إلى إطار السكون للمرآة ، ونرجع إلى الوراء مرة أخرى .

(**) Berkeley Physics Course, Vol. II, Electricity and Magnetism, Chap. 6, Sec. 7

$$E' = E \sqrt{\frac{c - v'}{c + v'}} \quad (١٣)$$

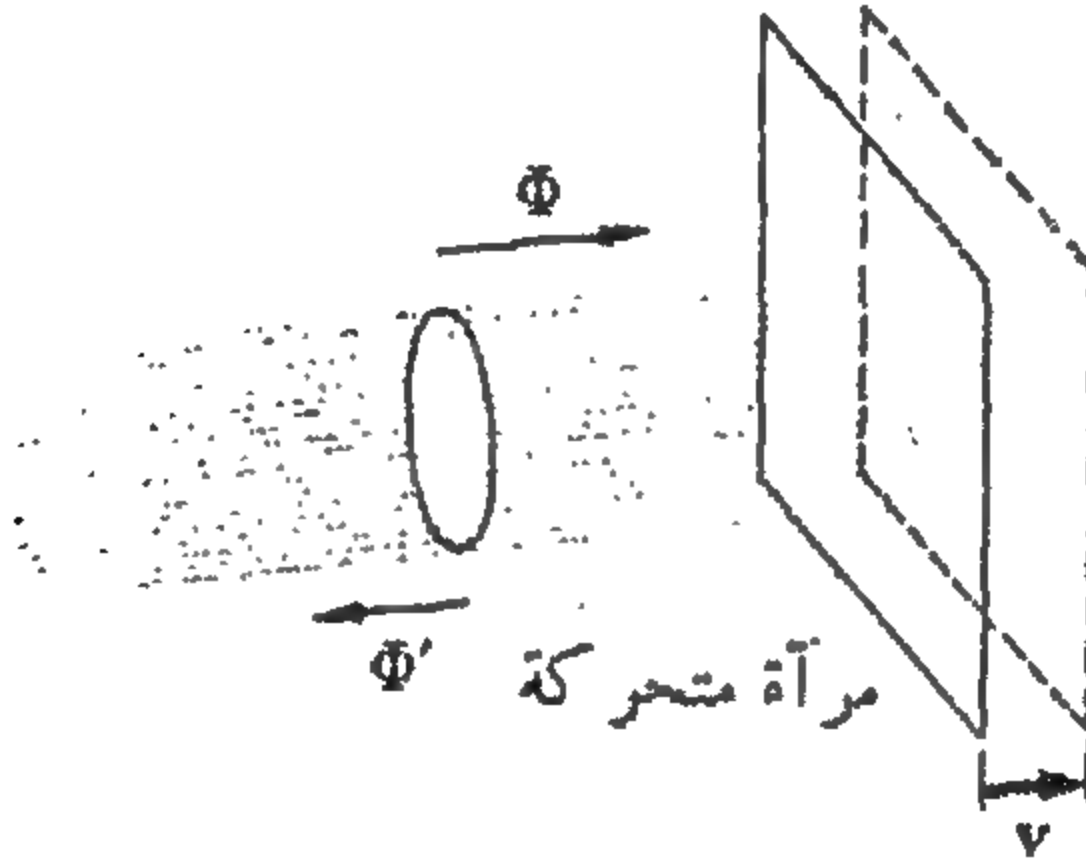
أى أن الشدة (أى فيض الطاقة) تتناسب فى هذه الحالة مع مربع السمة وبناء على ذلك نحصل على

$$\Phi' = \Phi \left(\frac{c - v'}{c + v'} \right) \quad (١٣ ب)$$

حيث Φ هى الشدة فى إطار سكون المصدر ، وحيث Φ' هى الشدة فى الإطار الذى يتحرك فيه المصدر بسرعة v' بعيداً عن المشاهد . فإذا كتبنا الآن $v' = 2v$ ، وأجرينا مفكوك الطرف الأيمن للمعادلة (١٣ ب) بدلالة قوى v/c ، باعتبار بأن هذه كمية صغيرة ، فإننا نستعيد التعبير (١١ ب) فى التقريب الخطئ .

نحن نرى أن الصورة الجسيمية تقود إلى نتائج متطابقة مع تلك التى يمكن الحصول عليها من الصورة الموجية ، أى من النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية .

١٤ - أخيراً نبدي ملاحظة أننا نستطيع أن نعلل لصافى تدفق الطاقة - خلال « مستوى المشاهدة » - فى اتجاه المرآة : بما أن الإشعاع المنعكس ذو شدة أقل من الإشعاع الساقط فسوف تكون قيمة صافى التدفق غير مساوية للصفر . أين تذهب الطاقة ؟ بما أن المرآة متحركة ، فإن ضغط الإشعاع سوف يبذل شغلا على المرآة : هذا الشغل يفسر نصف صافى الفيض . والنصف الآخر يسخر فى بناء المجال الكهرمغناطيسى فى الحيز الموجود بين المرآة ومستوى المشاهدة : وبما أن حجم هذا الحيز يزداد بانتظام فى حين أن كثافة الطاقة تظل ثابتة . فإن ذلك يتطلب تزويد هذا الحيز بالطاقة بمعدل منتظم . وفى الصورة الجسيمية يمكننا القول بأن عدد الفوتونات التى تمر بين المرآة ومستوى المشاهدة يزداد بانتظام نظراً لازدياد المسافة . ويجب على القارئ أن يجرى بالتفصيل حسابات بسيطة جداً لما ألمحنا إليه ليمنع نفسه بأن تدفق الطاقة يكون متوازناً .



شكل ١٤ أ الشدة ، أى ، فيض الطاقة فى وحدة المساحات فى وحدة الزمن ، للضوء المنعكس من مرآة متحركة بعيداً عن المصدر والمُشاهد ، تكون أصغر من الشدة الساقطة . ويبذل ضغط الإشعاع شغلا على المرآة ، و يزداد الحجم الممتلئ بالطاقة المشعة .
الصورة الجسيمية والصورة الموجية كلتاها يقدم تفسيراً صحيحاً لتوازن الطاقة .

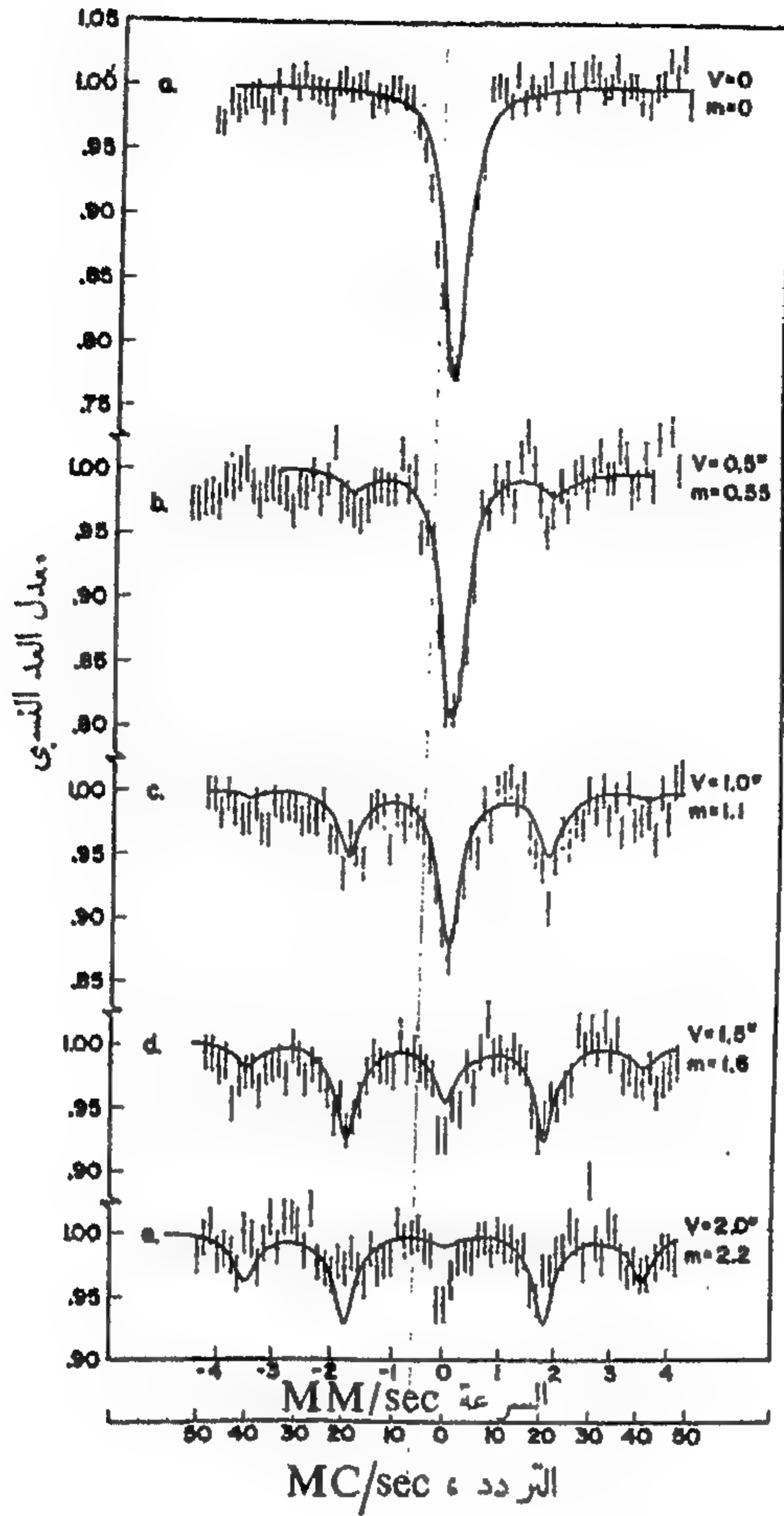
١٥ - دعنا بالتالي نعتبر مثالا يعلمنا الحاجة إلى مراعاة الحرص . لنعتبر حزمة من ضوء أحادي اللون تماماً تردده ω_0 (التي يمكن الحصول عليها باستخدام الليزر كـ مصدر ضوئي) تسقط عمودية على مرآة تنذب بتردد قدره ω_m في اتجاه الحزمة . والمطلوب إيجاد تردد الضوء المنعكس .

بناء على الصورة الجسيمية الساذجة قد يجادل المرء كما يلي : إذا حدث بالصدفة أن أصاب الفوتون المرآة لحظة أن تكون مبتعدة عن المصدر بسرعة v ، فإن تردد الفوتون المنعكس سيكون $\omega = \omega_0 (1 - 2v/c)$ ، مما يتفق ومناقشتنا السابقة . ولأن الفوتونات تصل إلى المرآة عشوائياً ، فإن الضوء المنعكس يكون له مدى متصلاً من الترددات في الفترة من $\omega_0 (1 - 2v_0/c)$ إلى $\omega_0 (1 + 2v_0/c)$: وبذلك يتسع التوزيع الطيفي للضوء الذي كان في البداية أحادي اللون تقريباً . وتدل v_0 في الصيغة السابقة على السرعة العظمى للمرآة .

١٦ - لكننا بناء على الصورة الموجية الكلاسيكية نصل إلى نتيجة مختلفة . فالضوء المنعكس هو نتيجة عمليتين دورييتين ، وعلى ذلك فإننا نتوقع أن تكون الترددات المشاهدة في الحزمة المنعكسة عبارة عن ترددات مجمعة من الترددين ω_0 و ω_m . وتبين الدراسة المتأنية لهذه المسألة ، على أساس النظرية الكهر مغناطيسية الكلاسيكية أن الترددات المتوقعة للضوء المنعكس تكون مجموعة متفرقة على الشكل $\omega = \omega_0 + n\omega_m$ حيث n أي عدد صحيح (موجب ، سالب أو صفر) . والشدات المصاحبة لهذه الترددات في الحالة الفيزيائية الواقعية التي تكون فيها سرعة المرآة صغيرة بالنسبة لـ c . سوف تكون أكبر ما يمكن لقيم n الصغيرة .

ويأمل المؤلف أن تبدو النتيجة السابقة مقنعة للقارئ . وسوف لاندرس الحالة العامة هنا . ولكننا نستطيع أن نزيد ما بيننا صدقاً باعتبار حالة خاصة . إفرض أن ω_0 هي ، في الحقيقة ، مضاعف صحيح لـ ω_m . في هذه الحالة ، تكون العملية الكلية التي تؤدي إلى الحزمة المنعكسة دورية تماماً ، بزم من دوري قدره $2\pi/\omega_m$. بعد زمن قدره $2\pi/\omega_m$ يعيد كل شيء نفسه . هذا يتضمن بوضوح أن المجال الكهربائي المشاهد في الحزمة المنعكسة يجب أن يكون أيضاً دالة دورية في الزمن ، بزم من دوري قدره $2\pi/\omega_m$. وعلى هذا يجب أن تكون الترددات المشاهدة في الحزمة المنعكسة مضاعفات صحيحة للتردد ω_m ، بما يتفق مع النص بأن الترددات تكون على الشكل $\omega = \omega_0 + n\omega_m$. ومن المؤكد أن الشدات المصاحبة للترددات المختلفة تكون أكبر لترددات مجاورة للتردد ω_0 . (لكي نرى هذا ، اعتبر ما يجب أن يحدث في النهاية عندما تقول السعة إلى الصفر) . على أي حال ، من الواضح أننا لانستطيع أن نتوقع مشاهدة مدى متصل من الترددات ، كما تتنبأ الصورة الجسيمية الساذجة .

الترددات التي تتنبأ بها النظرية الموجية الكلاسيكية هي ما نلاحظها بالفعل . وقد أجريت تجارب من هذا النوع عندما يكون المصدر الضوئي ذاته متذبذباً . في واحدة من هذه التجارب ، أجريت بواسطة روبي وبوليف (Ruby and Bolef) ، كان المصدر الضوئي مكوناً من أنوية Fe^{57} الباعثة لأشعة جاما موضوعة على سطح بلورة كوارتز متذبذبة . شوهد في هذه التجربة عديد من الترددات ، كما هو مبين في شكل ١٦ أ .



شكل ١٦ أ رسم بياني يوضح طيف تردد أشعة جاما المنبعثة من مصدر متذبذب للأنوية Fe^{57} المشارة . المنحنيات المختلفة تناظر سمات مختلفة للتذبذب عند نفس التردد الاهتزازي 20 Mc/sec . والحفر في المنحنيات تبين خطوط الطيف المنبعث . وكما نرى ، فإن لدينا خطوطاً عند التردد المركزي وعند $\pm 20 \text{ Mc/sec}$ و $\pm 40 \text{ Mc/sec}$ بعيدة عن التردد المركزي .

والمنحنيات تبين في الواقع معدل النفاذ لأشعة جاما خلال ماص متحرك بانتظام ومحتويّاً على أنوية Fe^{57} في الحالة الأرضية ، في مقابل سرعة الماص وباستخدام مصدر ساكن نحصل على امتصاص شديد عند السرعة صفر . وباستخدام مصدر متذبذب نحصل على امتصاص شديد عند تلك السرعات التي عندها تنطبق الخطوط المنبعثة المقرونة بإزاحة دوبلر مع خط الرنين في Fe^{57}

شكل مأخوذ من S. L. Ruby and D. I. Bolef, «Acoustically modulated rays from Fe^{57} », *Physical Review Letters* 5, 5 (1960).

(بالأذن من *Physical Review Letters*)

١٧ - أن الاختلاف الحاد الظاهري بين تنبؤات النظرية الموجية والنظرية الجسيمية يمكن تخفيفه إذا لاحظنا أن نظريتنا الجسيمية كانت في هذه الحالة مفرطة في السذاجة . فقد فرضنا أن الانعكاس يحدث فجأة ، كما لو كان الفوتون جسماً نقطياً ، بدون أي امتداد في الحيز . هذا فرض غير مبرر : رتل الموجة له طول محدود يتناسب عكسياً مع درجة الدقة التي يعرف بها التردد . ويمكن بسهولة أن تقدر طول رتل الموجة بناء على مناقشتنا - الواردة في بند ٢٣ من الفصل الثالث - للعلاقة التي تربط بين اللاتيقن $\Delta\omega_0$ للتردد والأجل τ لعملية الانبعاث . ونستخلص أن

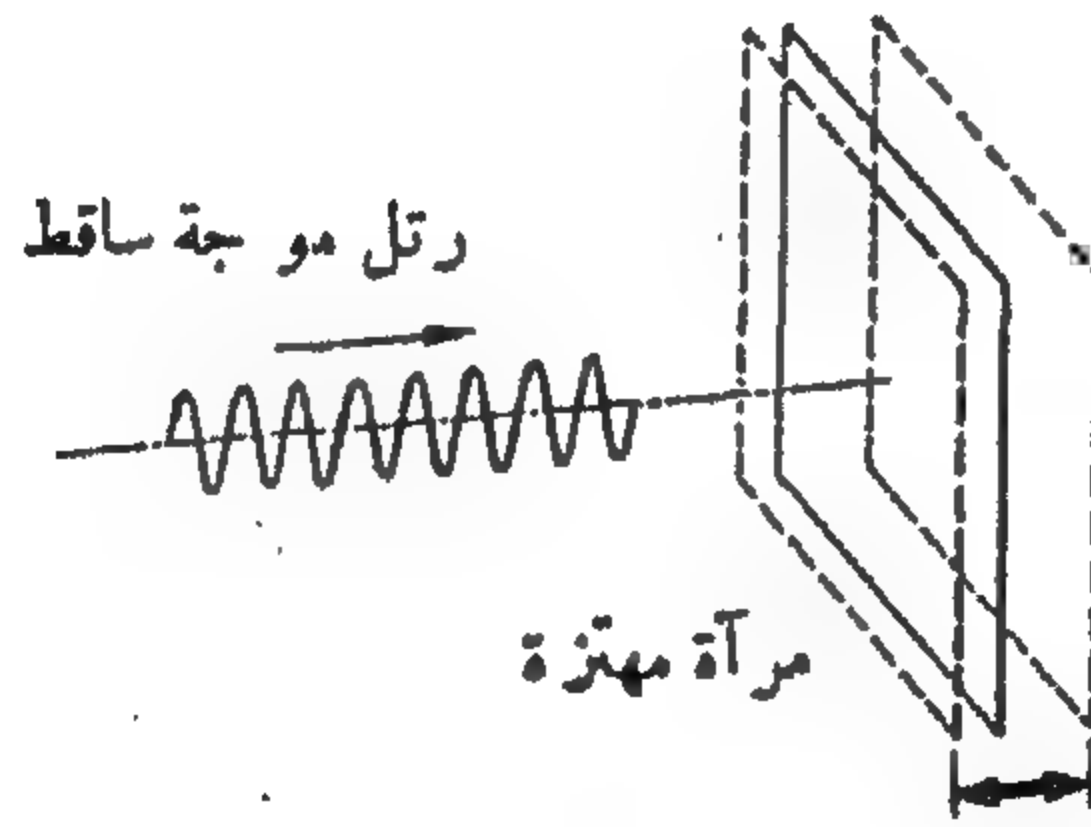
$$\tau \cong \frac{1}{\Delta\omega_0} \quad (١٧ أ)$$

عندئذ يكون الطول L لرتل الموجة (في الفضاء) هو

$$L = c\tau \cong \frac{c}{\Delta\omega_0} \quad (١٧ ب)$$

وبذا نرى أنه إذا كان التردد معروفاً تماماً فن المؤكد أن اعتبار الفوتون كجسيم نقطى يكون غير صحيح .

ويمكننا أيضاً صيانة الموضوع كما يلي : افرض أن $\Delta\omega_0 \gg \omega_0$. عندئذ يكون الزمن الذي « يستغرقه » الفوتون عند المراة المتذبذبة أكبر من زمن الذبذبة للمراة ، ويكون من الواضح أننا لانستطيع أن نتصور أن ينعكس الفوتون من المراة عند لحظة تكون للمراة عندها سرعة محددة v . ويحدث الانعكاس خلال فترة الزمن التي تؤدي المراة أثناءها عدة ذبذبات كاملة .



شكل ١٧ أ من الخطأ أن تصف تفاعل الفوتون مع المراة المتذبذبة وكأن الفوتون قد ارتطم بالمراة عند لحظة زمنية واحدة محددة : فالفوتون ليس جسماً نقطياً . الصورة الموجية تكون أكثر ملاءمة في هذه الحالة . فطول رتل الموجة ، يتناسب عكسياً مع درجة الدقة التي يعرف بها تردد الفوتون . فالفوتون أحادى اللون تماماً يكون لانهاى الطول . إذا كان تردد الاهتزاز للمراة هو ω_m ، وتردد الضوء الساقط هو ω_0 ، عندئذ تكون الترددات الموجودة في الضوء المنعكس على هيئة $(\omega_0 + n\omega_m)$ حيث n أى عدد صحيح .

تأثير كمبتون ، اشعاع الفرملة ، تخليق وفناء الأزواج

١٨ - دعنا الآن ننتقل إلى تجربة يمكن فيها أن ندرس طاقة الحركة و كمية الحركة للفوتون ، على وجه التحديد تجربة أ . هـ - كومبتون (A. H Compton) التي يمكن فيها ملاحظة تصادم الفوتون مع الإلكترون . ويبين شكل ١٨ أ هذا التصادم تخطيطياً .

فوتون تردده ω يرتطم بإلكترون كتلته m ، في البداية في حالة سكون . بعد التصادم ينطلق الفوتون بتردد ω' عند زاوية θ بالنسبة لاتجاه السقوط . وفي التصادم يرتد الإلكترون ، وينطلق بطاقة E_e عند زاوية ϕ بالنسبة إلى اتجاه السقوط .

حفظ الطاقة و كمية الحركة يكون ممكناً فقط إذا حدثت العملية برمتها في مستوى ، وفي هذا المستوى (وليكن مستوى الشكل) تقرأ قوانين حفظ الطاقة كما يلي :

$$\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega' = E_e \quad (١٨ أ) \quad (\text{طاقة})$$

$$p - p' = p_e \quad (١٨ ب) \quad (\text{كمية حركة})$$

إذا نحن الآن طرحنا مربع المعادلة الثانية من مربع المعادلة الأولى بعد قسمتها على c فإننا نحصل على

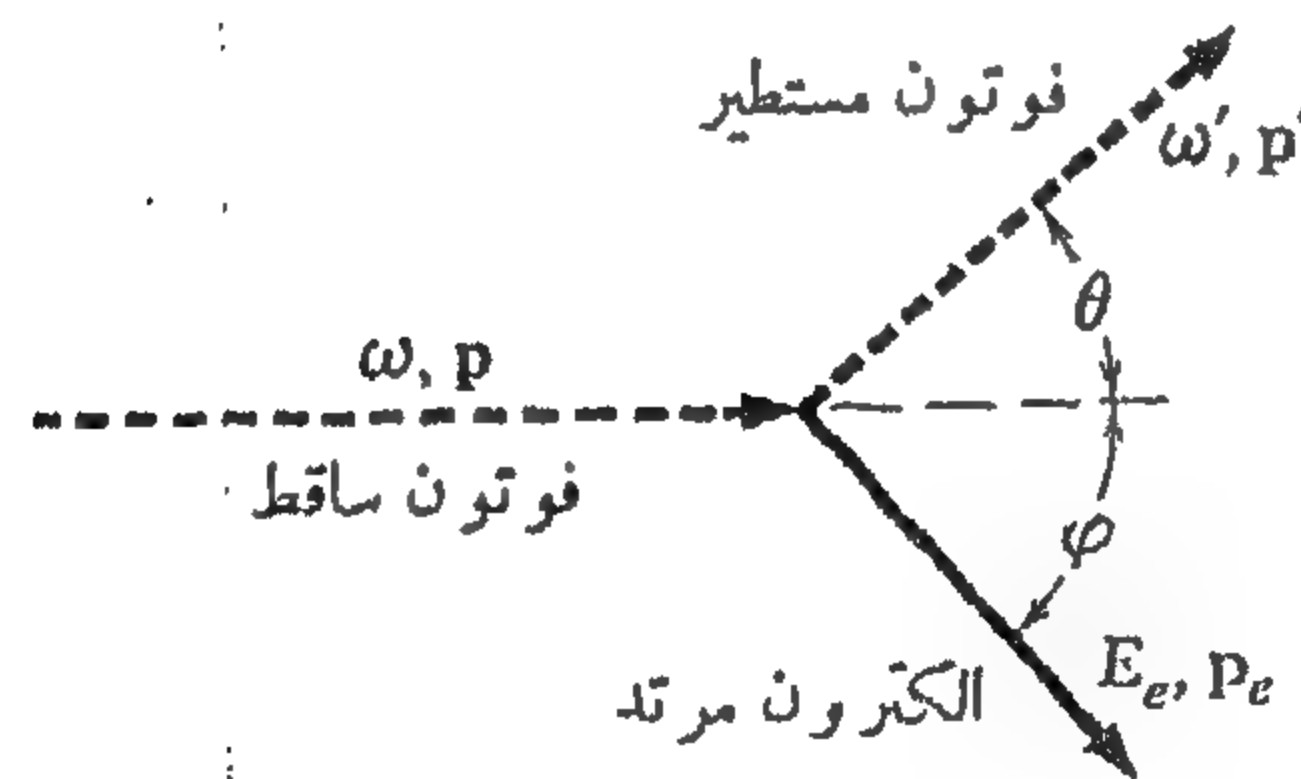
$$\frac{1}{c^2}(\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega')^2 - (p - p')^2 = \frac{E_e^2}{c^2} - p_e^2 = m^2c^2 \quad (١٨ ج)$$

وحيث

$$p \cdot p' = pp' \cos \theta \quad \text{و} \quad p = \frac{\hbar\omega}{c}; \quad p' = \frac{\hbar\omega'}{c} \quad (١٨ د)$$

يمكننا بحل المعادلة (١٨ ج) ان نحصل على

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + (\hbar\omega/mc^2)(1 - \cos \theta)} \quad (١٨ هـ)$$



شكل ١٨ أ لكي نوضح كينماتيكا كومبتون للاستطارة ، التي فيها يصطدم الفوتون مع إلكترون في حالة سكون في البداية . قوانين حفظ الطاقة و كمية الحركة تقتضي وجود تردد أحادي ω' ، و كمية حركة p للفوتون المستطير كدالة في زاوية الاستطارة θ .

١٩ - وإذا أدخلنا الأطوال الموجية $\lambda = 2\pi c/\omega$ ، $\lambda' = 2\pi c/\omega'$ فيمكننا كتابة (١٨ هـ) و

الصورة البديلة

$$\lambda' = \lambda + 2\pi(\hbar/mc)(1 - \cos \theta) \quad (١٩ أ)$$

الكمية $2\pi(\hbar/mc) = h/mc$ معروفة على أنها الطول الموجي لكومبتون للجسيم ، في هذه الحالة يكون الطول الموجي لكبتون للإلكترون هو :

$$h/mc = 2.43 \times 10^{-10} \text{ cm} = 2.43 \times 10^{-2} \text{ \AA}$$

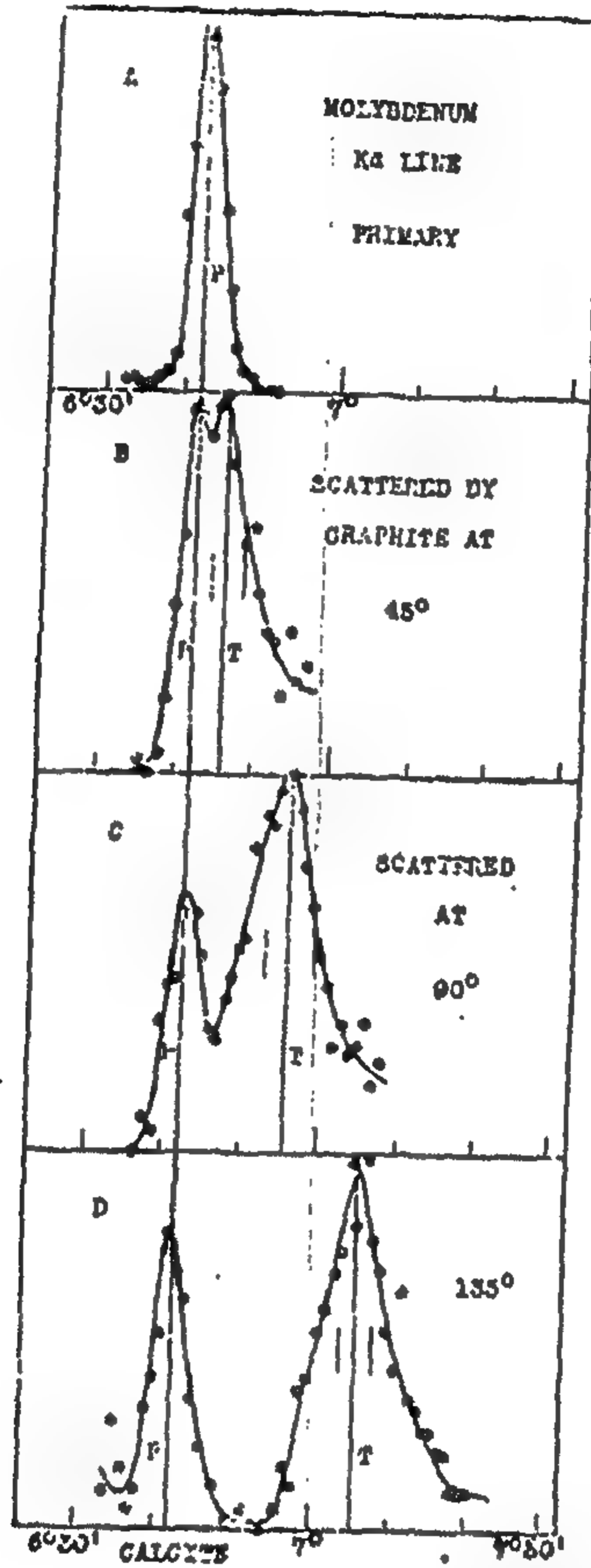
الطول الموجي للإشعاع المستطير يكون أطول من الطول الموجي للإشعاع الساقط أو بعبارة أخرى ، أن تردد الإشعاع المستطير يكون أقل من تردد الإشعاع الساقط : ويكون هذا بسبب انتقال جزء من الطاقة إلى الإلكترون وبفحص المعادلة (١٨ هـ) نرى أن التغير النسبي في التردد يكون صغيراً جداً إذا كانت الكمية $(\hbar\omega/mc^2) \cong (\hbar\omega)/(0.5 \text{ MeV})$ صغيرة : وعلى هذا يجب أن نذهب إلى طاقات الأشعة السينية القوية قبل أن نستطيع إدراك تأثير ذي قيمة . ويمكننا أن نستخلص نفس الشيء بفحص المعادلة (١٩ أ) : التغير النسبي في الطول الموجي صغير طالما كان الطول الموجي لكبتون صغيراً إذا ما قورن بالطول الموجي الساقط .

٢٠ - وقد شوهدت تجريبياً ظاهرة التشتت التي ناقشناها لتونا بواسطة أ. هـ. كومبتون (A.H Compton) في عام ١٩٢٢* . يبدو أنه قد اهتدى إلى هذه التجربة بناء على مشاهدة سابقة بواسطة بار كلا (Barkla) مؤداها أنه عندما تستطير أشعة X القوية بزوايا كبيرة من مادة صلبة ، فإن الأشعة المستطيرة تبدو مكونة من مركبتين ، إحداها لها خواص مطابقة للإشعاع الساقط ، والأخرى تكون مختلفة ، مثل هذا الاختلاف يبدو من خلال اختلاف في المعدل الذي يمتص به الإشعاع في الوسط الموجود في التجربة . وعلى أساس الصورة الموجية يمكننا أن نفهم مباشرة حدوث المركبة الأولى . فالموجات الكهرومغناطيسية الساقطة ، على صورة أشعة X ، تضع الإلكترونات المقيدة في الذرة في حالة تذبذب عند نفس التردد ω للموجة الساقطة . عندئذ تبعث هذه الإلكترونات المتذبذبة إشعاعاً كهرومغناطيسياً في كل الاتجاهات عند التردد ω . في هذه العملية تضطرب حالة الذرة فقط اضطراباً مؤقتاً ، ولا تنطلق منها الإلكترونات . ومن المتوقع أن الإلكترونات التي تؤدي هذا النوع من الاستطارة هي في الغالب الإلكترونات شديدة الارتباط بالجسم الصلب .

ولكن بعض الإلكترونات في الذرة تكون ضعيفة الارتباط إذ تبلغ طاقة ارتباطها حوالي 10 — 100 eV ، ومثل هذه الإلكترونات يمكن أن تطرد في عملية الاستطارة . وفي تجربة كبتون تنبعث أشعة X من أنبوبة أشعة X المزودة بهدف من الموليبدنيوم ، والتي تعمل عند جهد قدرة حوالي 50000 فولت ، تستطير هذه الأشعة بواسطة الجرافيت عند زوايا مختلفة . ويطلق على الطول الموجي للإشعاع الساقط اسم إشعاع Mo k - radiation ويكون مقداره 0.7 Å ، وهذا يناظر طاقة في حدود 20000 eV . وتعتبر هذه الطاقة كبيرة جداً بالمقارنة مع طاقة ترابط الإلكترونات الخارجية في ذرة الكربون : وفي الواقع أنها أكبر من طاقات

A. H. Compton, "The Spectrum of Scattered X-rays," *Physical Review* 22, 409 (1923). For Compton's theoretical analysis, see "A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements," *The Physical Review* 21, 483 (1923).

الترابط لكل الإلكترونات . لذلك يمكن أن نتوقع أن تسير عملية الاستطارة بأسلوب مماثل للحالة التي تكون فيها الإلكترونات غير مقيدة على الإطلاق ، وعندئذ ينطبق التحليل الوارد في بند ١٨ . وقد وجد كومبتون ، في الحقيقة ، أن الأطوال الموجية للإشعاع المستطير تحتوي على مركبة ثانية بطول موجي λ' ، يتوقف الطول الموجي λ' على زاوية الاستطارة وفقاً للصيغة (١٩) . (أنظر شكل ٢٠) .



شكل ٢٠ رسم بياني مأخوذ من بحث كومبتون (مرجع . . .) يبين طيف إشعاع مستطير عند ثلاث زوايا تشتت مختلفة . ويبين الرسم البياني العلوي شط الإشعاع الساقط ذو الطول الموجي 0.71 \AA . المحور الأفقي يتناسب مع الطول الموجي في حين أن المحور الرأسى يعبر عن قياس الشدة . وتبين القمم التي على اليسار في الثلاثة أشكال البيانية السفلية أن جزءاً من الإشعاع المستطير يكون له نفس الطول الموجي للإشعاع الساقط . في حين تبين القمم التي على اليمين إشعاع كومبتون المستطير عند تردد متغير الموقع أو مزاج . وتزيد الإزاحة في التردد مع زاوية الاستطارة مما يتفق مع صيغة كومبتون الرياضية . (بالإذن من *Physical Review*)

في تجارب لاحقة بواسطة كومبتون وآخرين ، تم الكشف عن الإلكترون المرتد ، وكان باستطاعة هذه التجارب أن توضح أن الإلكترون المرتد والفوتون المستطير يلزمان بعضهما البعض وأن كمية الحركة والطاقة تكونان محافظتين في العملية* .

٢١ - دعنا الآن نقيم أهمية المشاهدات بالنسبة إلى تأثير كومبتون . أول كل شيء ، قد نلاحظ أن استطارة طرد كلاسيكي للإشعاع الكهرومغناطيسي من الإلكترون أمر يمكن أيضاً توقعه ، وظاهرة استطار. مثل هذه لا تتطلب على هذا ميكانيكا الكم لتفسيرها . إلا أن العلاقة المحددة (١٨ أ) بين تردد الإشعاع المستطير وزاوية الاستطارة تتوقف بالفعل على ثابت بلانك ، وبشكل ما يكون ذلك تعزيزاً قوياً للصورة الفوتونية . ويجب ملاحظة أننا اشتقنا الصيغة (١٨ هـ) على فرض أن الفوتون برمته قد استطار ، وليس ثلث - أو خم - فوتون : فإذا كان خمس الفوتون فقط هو الذي قد استطار لكنت قوانين البقاء قد أدت إلى نتائج مختلفة وعلى هذا تكون أهمية تأثير كومبتون هو في أن النتائج المشاهدة تعطى تعزيزاً إضافياً لتأكيد صحة العلاقة $E = \hbar\omega$ ، فالفوتونات لا يمكن أن « تنقسم » في تجربة كومبتون : فوتون تردده ω يحمل دائماً الطاقة $\hbar\omega$ و كمية الحركة $\hbar\omega/c$.

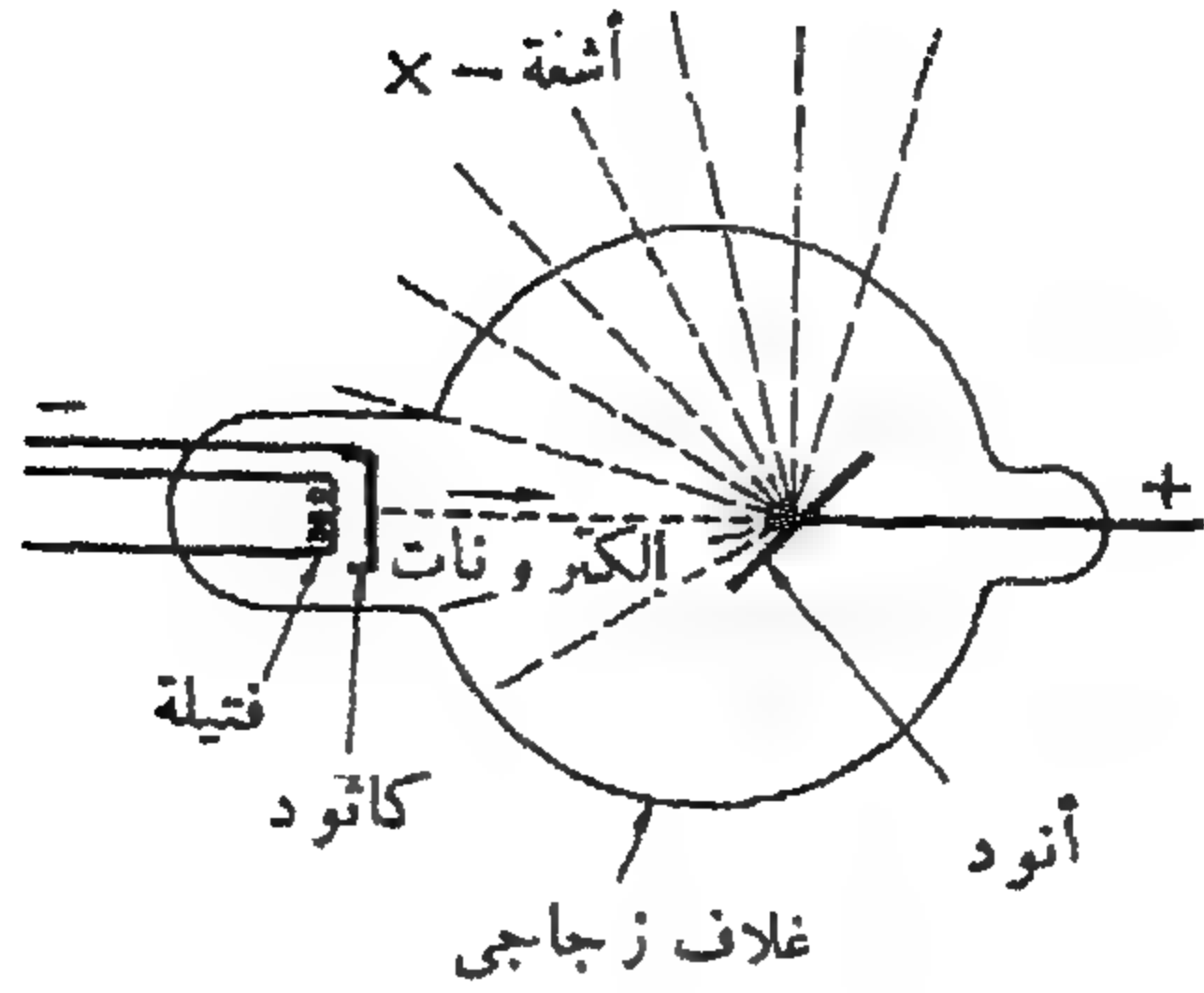
في تجارب ضوئية باستخدام الحلية - الضوئية (في المنطقة المرئية أو المنطقة فوق البنفسجية) يمكننا اختبار العلاقة $E = \hbar\omega$ فقط على امتداد فترة محدودة جداً من الترددات . ودراسة تأثير كومبتون يوسع هذا المدى ليشمل منطقة أشعة X - النافذة . بالطبع إذا كان اعتقادنا في النظرية النسبية الخاصة راسخاً ، وهو ما نفعله ، فإننا نستنتج أن العلاقة عامة تماماً كما دللنا في بداية هذا الفصل . ومع ذلك فأي تجربة يمكنها اختبار هذه العلاقة بطريقة مباشرة في منطقة ترددات جديدة تكون جديدة بالمحاولة : فنحن نختبر اتساق أفكارنا وتناغمها مع بعضها البعض ، وبين أشياء أخرى ، نحن نختبر النسبية الخاصة .

يوجد اليوم تعزيز ساحق لتحقيق العلاقة $E = \hbar\omega$. ويمكن القول بأن هذه العلاقة تكون جزءاً مكافئاً لفيزياء العصر الراهن . ولكي نستطرد في دراسة ما تتضمنه هذه العلاقة ، دعنا نعتبر ظاهرتين أخريين : انبعاث أشعة X من أنبوبة أشعة X ، وفناء زوج الإلكترون - بوزيترون .

٢٢ - في أنبوبة أشعة X المبينة تخطيطياً في شكل ٢٢ أ تعجل الإلكترونات المنبعثة من الكاثود المشعع (المسخن بواسطة فتيلة) بفرق الجهد V_0 بين الفتيلة والأنود . وتتوقف الإلكترونات عندما ترتطم بالأنود أو الهدف ، ونحن نتوقع ، بناء على النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية بأن التباطؤ في السرعة يكون مصحوباً بانبعاث إشعاع كهرومغناطيسي . وأول اكتشاف لوجود هذا الإشعاع كان بواسطة و . ج . رنتجن (W. C. Röntgen) في عام ١٨٩٥* . وتعرف الأشعة المنبعثة بأشعة X أو أشعة رنتجن .

* A. H. Compton and A. W. Simon, "Directed quanta of scattered X-rays," *Physical Review* 26, 289 (1925). See also C. T. R. Wilson, "Investigations on X-Rays and β -rays by the Cloud Method," *Proceedings of the Royal Society (London)* 104, 1 (1923).

* W. C. Röntgen, "Über eine neue Art von Strahlen," *Sitzungsberichte Med. Phys. Ges. Würzburg*, 1895, p. 137; 1896, p. 11. These papers have been translated: W. C. Röntgen, "On a New Kind of Rays," *Science* 3, 227 (1896); "A New Form of Radiation," *Science* 3, 726 (1896).



شكل ٢٢ أ شكل توضيحي جداً يبين عمل أنبوبة أشعة X . تعجل
الإلكترونات المنبعثة من الكاثود المسخن بواسطة فتيلة في اتجاه الأنود .
وتنبعث أشعة X . عندما ترتطم الإلكترونات بالأنود . جزء من الأشعاع
يكون إشعاعاً مميزاً لمادة الأنود ، وجزء يكون إشعاعاً فرملة .

الطبيعة الحقيقية لهذه الأشعة كانت في البداية موضوعاً مثيراً لبعض الجدل ، ولكن مع بداية هذا القرن
أصبح هناك مزيد من الوضوح بأن أشعة X هي في الواقع أشعة كهرومغناطيسية . ومن خلال تجربة مبتكرة
للاستطارة - المزدوجة استطاع س . ج باركلا (C. G. Barkla) في عام ١٩٠٤ أن يبين أن هذه الأشعة
ذات استقطاب مستمر . وجاء أكبر دليل قاطع في عام ١٩١٢ عندما استطاع و . فريدريك (W. Friedrich)
و ب نينج (P. Knipping) أن يثبتا أن أشعة X تعاني حيوداً في البلورات ، كما سبق أن ذكرنا
في الفصل الأول**

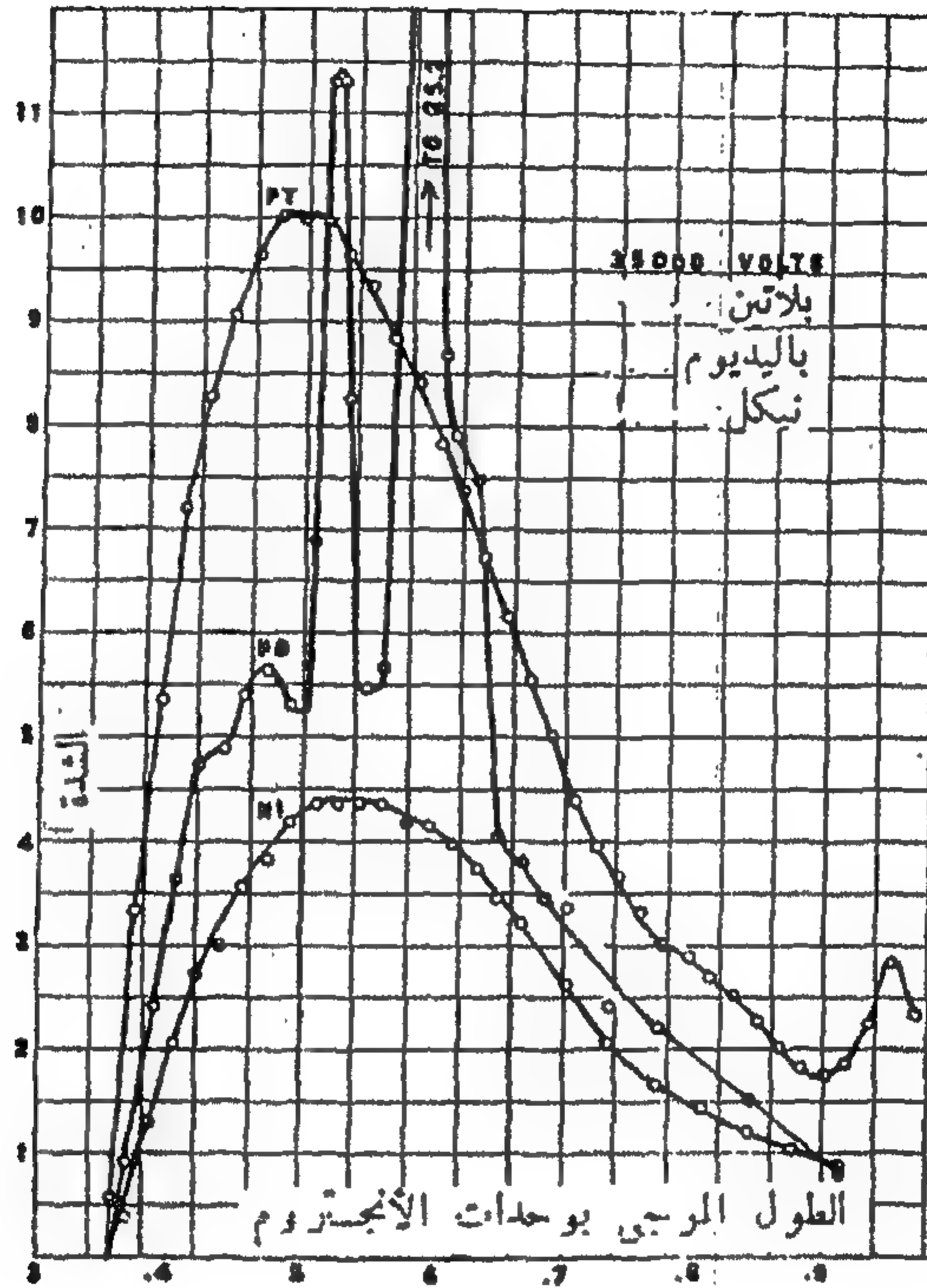
٢٣ - بعد تطور الوسائل التقنية أصبح من الممكن إجراء دراسة مطيافية لأشعة X ، وأمكن قياس
شدة الأشعة المنبعثة كدالة في الطول الموجي ، تحت شروط تجريبية كثيرة التنوع . ويبين شكل ٢٣ أ ،
رسماً نمطياً للشدة في مقابل الطول الموجي لثلاث عينات مختلفة ، ولكن بنفس الجهد الكهربائي V_0 . ونحن نرى
وجود عدد من «التنوعات» الحادة ، أو نهايات عظمى للشدة مركبة على الخلفية المتصلة اللطيف . ولقد وجد
أن مواضع هذه التنوعات هي خاصية مميزة لمادة الهدف . في حين أن الخلفية المتصلة تأخذ نفس الشكل لكل
المواد لنفس الجهد الكهربائي المعجل V_0 . وقد أدى اختبار كل المواد التجريبية إلى الخلاصة بأنه توجد آليتان
مسئولتان عن انبعاث شعاع X . فالتنوعات الحادة تكون مشابهة للضوء المنبعث من الذرات التي تعاني تصادمات
ويعرف هذا الإشعاع بالإشعاع المميز للمادة ، وهو انبعاث بواسطة ذرة كان قد تمت إثارتها خلال التصادم
مع أحد الإلكترونات المعجلة . في حين تكون الخلفية المتصلة نتيجة انبعاث بواسطة الإلكترون الذي يتم

C. G. Barkla, "Polarized Röntgen Radiation," *Phil. Trans. Roy. Soc.* 204, 467 (1905).
C. G. Barkla, "Polarization in Secondary Röntgen Radiation," *Proc. Roy. Soc. (London)* 77, 247 (1906). (The latter paper reports on the double-scattering experiments.)

W. Friedrich, P. Knipping and M. von Laue, *Annalen der Physik* 41, 971 (1913).

إبطاؤه داخل الهدف . وهو معروف بالإسم الألماني *bremsstrahlung* . وقد أصبحت هذه الكلمة الآن متضمنة في اللغة الإنجليزية : والترجمة الحرفية لها هي « إشعاع الفرملة » .

بالإضافة إلى ذلك فقد وجد بالتجربة أنه لجهد تمجيل محدد V_0 ، لا يوجد شعاع له طول موجي أقصر من النهاية الصفراء لطول موجي معين λ_{min} ، متوقف على الجهد V_0 ، ولكنه لا يتوقف على مادة الهدف . ويمكن أن نرى هذا موضحاً في شكل ٢٣ أ .



شكل ٢٣ أ رسم بياني يبين شدة أشعة X المنبعثة في مقابل الطول الموجي ، لثلاث مواد مختلفة ، ولكن بنفس الجهد الكهربائي للمجمل $V_0 = 35000 \text{ Volts}$. التواءات الحادة تناظر الإشعاع المميز للمادة . والخلفية المتصلة تكون نتيجة لإشعاع الفرملة . والشكل مأخوذ من

C. T. Ulrey, «An Experimental Investigation of the Energy in the Continuous X-Ray Spectra of Certain Elements», *Physical Review* 11, 401 (1918).

(بالاذن من *The Physical Review*)

٢٤ - دعنا نرى كيف يمكننا أن نفهم نظرياً الحالة سالفة الذكر .

قبل كل شيء ، ، نحن نلاحظ أنه بناء على النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية يكون الإلكترون المتحرك بسرعة منتظمة غير قادر على أن يبعث إشعاعاً . ويمكننا أن نستخلص نفس النتيجة على أساس نظرية الفوتون كما يلي . اعتبر إطار - السكون للإلكترون قبل أي انبعاث ممكن : في هذا الإطار تكون الطاقة الكلية عبارة عن mc^2 . فإذا أمكن حدوث انبعاث لواحد أو أكثر من الفوتونات فإن هذه الفوتونات تحمل معها طاقة ، والطاقة الكلية النهائية تكون أكبر من mc^2 ، مما يخالف قانون حفظ الطاقة ، وعلى هذا فإن الانبعاث لا يمكن أن يحدث .

والوضع يكون مختلفاً ، على أية حال ، عندما يمر الإلكترون خلال المجال الكهربائي الشديد لنواة في الهدف . عندئذ يكون من الممكن للإلكترون أن ينقل بعضاً من الطاقة و كمية الحركة للنواة ، ومعادلات حفظ الطاقة و كمية الحركة يمكن أن تتوازن . دعنا نرى كيف يتم هذا . النواة ذات الكتلة M ، تكون في البداية ساكنة (في إطار الأسناد المعمل) ، ويصطدم بها إلكترون كتلته m و كمية حركته الابتدائية p_i . بعد التصادم يكون للإلكترون كمية حركة p_f ، ويكون للنواة كمية حركة p_n . بالإضافة إلى ذلك ينطلق فوتون بكمية حركة p عند تردد $\omega = pc/\hbar$. ومعادلات الحفظ تقرأ

$$p_i = p_f + p_n + p \quad (٢٤ أ) \quad (\text{كمية حركة})$$

$$E_i + Mc^2 = E_f + E_n + \hbar\omega \quad (٢٤ ب) \quad (\text{طاقة})$$

حيث E_f و E_n هما الطاقتان الابتدائية والنهائية على الترتيب للإلكترون ، وحيث E_n هي الطاقة النهائية للنواة.

هذه المعادلات مأخوذة مع بعضها تعطينا أربع معادلات لحفظ الطاقة و كمية الحركة . في حين يوجد تسعة متغيرات مميزة للحالة النهائية ، وهي على وجه التحديد المركبات التسعة للمتجهات الثلاثة p ، p_n ، p_f . والبحث التفصيلي للمدى المسموح به لتلك المتغيرات معقد إلى حد ما ونحن لن نحاول تناوله هنا . ويمكن للمرء أن يبين أنه لأي اتجاه معين ، يمكن للفوتون أن ينطلق بطاقة تتراوح بين الصفر ونهاية عظمى محددة . هذه النهاية العظمى تحدث بالفعل عندما يكون لكل من الإلكترون والنواة نفس السرعة بعد التصادم ، ولنقل v : أن يكون هذا أمراً واجب الحدوث يتضح في الحال إذا اعتبرنا المسألة في نظام محاور إسناد مركز الكتلة . دعنا نعيد كتابة معادلات الحفظ لهذه الحالة عندما تتساوى بالفعل السرعات النهائية للإلكترون والنواة :

$$p_i - p = \frac{(M + m)v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٢٤ ج)$$

$$E_i + Mc^2 - cp = \frac{(M + m)c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٢٤ د)$$

وحاصل ضرب المعادلة الأولى في c ، وطرح الناتج من مربع المعادلة الثانية يعطينا

$$\hbar\omega = pc = \frac{E_i - mc^2}{1 + (E_i - p_i c \cos \theta)/(Mc^2)} \quad (٢٤ هـ)$$

حيث θ هي الزاوية بين الفوتون المنطلق والإلكترون الساقط . والصيغة السابقة تعطى على هذا الطاقة العظمى للفوتون عند الزاوية θ . ونلاحظ أنها تساوى تقريباً $(E_i - mc^2)$ ، أى طاقة حركة الإلكترون الساقط ، التى تساوى بالتالى eV_0 . فى الطرف الأيمن للمعادلة (٢٤) يكون الحد الثانى فى المقام صغيراً جداً لأنابيب أشعة X لأن الثابت $940 \text{ A MeV} \sim h^2/c^2$ ، ولنواة عددها الكتلى A يكون هذا الثابت كبيراً عند مقارنته بمقدار E_i ، الذى قد يتراوح من 1 keV إلى 100 keV .

٢٥- وفى النهاية عندما نعتبر أن النواة لانهائية الثقل نحصل عندئذ على النهاية الصغرى λ_{\min} للطول الموجى من التعبير

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{ch}{eV_0} \quad (٢٥)$$

وكان فى إمكاننا بالطبع ، استخلاص هذه النتيجة مباشرة : فطاقة الفوتون المنبعث لا يمكن أن تزيد عن طاقة الحركة للإلكترون الساقط ، وفى حالة نواة ذات ثقل لانهائى يجب أن تحدث النهاية العظمى للطاقة عندما يتحول الإلكترون إلى السكون التام فى التصادم .

وتعرف النهاية الصغرى للطول الموجى λ_{\min} على أنها النهاية الكمية . قوجودها يكون بمثابة إعلان عن ظواهر كمية : فالنظرية الكلاسيكية تتنبأ بانبعاث أطوال موجية قصيرة اختيارية .

وقد تم إجراء قياسات دقيقة جداً للنهاية الكمية كدالة فى الجهد V_0 . وتقود مثل هذه التجارب إلى تعيين القيم الدقيقة للثوابت e/h و e/ch .

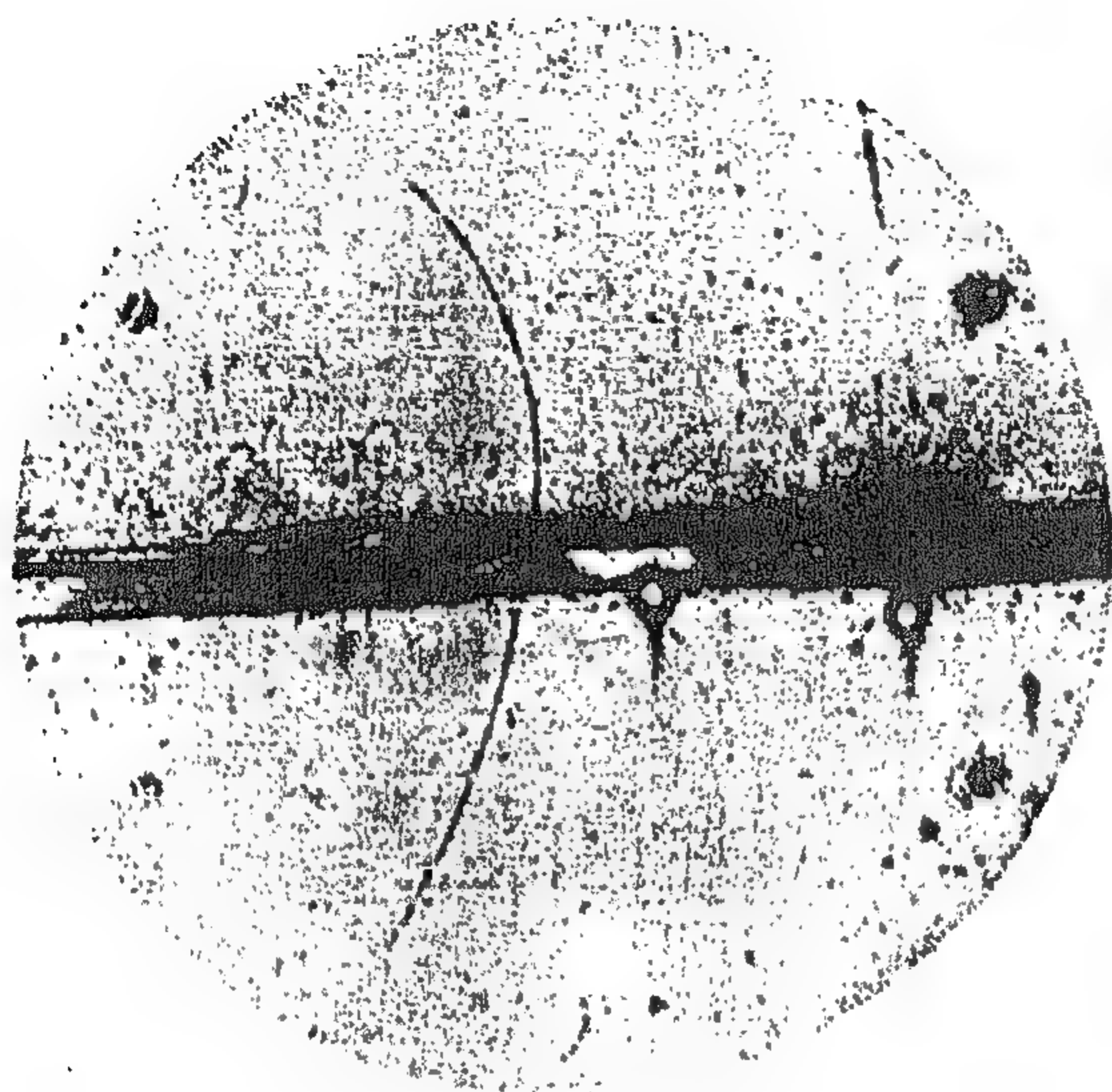
٢٦- دعنا فى النهاية نعتبر فناء زوج الإلكترون - بوزيترون . وقد اكتشفت البوزيترونات أولاً بواسطة س . د . أندرسون (C. D. Anderson) فى عام ١٩٣٢ ، فى الأشعة الكونية (أنظر شكل ٢٦ أ) ومعروف فى الوقت الحاضر أن البوزيترونات تنشأ فى عملية اضمحلال كثير من الجسيمات غير المستقرة ، على سبيل المثال كما فى اضمحلال نظير الكبريت المشع P^{30} . كما تشاهد البوزيترونات أيضاً عند مرور أشعة جاما ذات الطاقة العالية خلال المادة ، وكما ذكرنا فى الفصل الأول ، تكون الصورة التى نكوها عن هذه الظاهرة هى أن شعاع جاما قادر على تخليق زوج من الإلكترون - بوزيترون فى المجال الكهربى للنواة . هذه العملية معروفة بإنتاج زوج كهرمغناطيسى .

عندما يصطدم البوزيترون ، أو يتفاعل ، مع الإلكترون ، فإن هذا الزوج من الجسيمات يمكن أن يفنى ، هذا يعنى أن الجسيمات تختفى وتحول طاقتها تماماً إلى إشعاع كهرمغناطيسى . ونشاهد ظاهرة الفناء هذه عندما ترتطم البوزيترونات بجسيم مادي . بناء على تصوراتنا الحالية ، يفقد البوزيترون الداخلى فى المادة الجزء الأكبر من طاقة حركته فى التصادمات مع ذرات المادة ، بالرغم من أن بعض البوزيترونات قد تنبى فى تصادم مباشر مع الإلكترون قبل أن تبطل من سرعتها . تنتشر البوزيترونات التى تم تبطيشها فى أنحاء المادة ، وفى النهاية

J. A. Bearden, P. T. Johnson and H. M. Watts, "A New Evaluation of h/e by X-rays," *The Physical Review* 81, 70 (1951).

يتم اصطليادها بالإلكترونات في الذرات ، وتحت ظروف ملائمة قد يكون البوزيترون بالفعل مع إلكترون واحد « ذرة » شبيهة بذرة الهيدروجين ، تعرف بالبوزيترونيوم . وفي النهاية عندما يتم تفاعل البوزيترونات المبطأة مع الإلكترونات يحدث الفناء .

و غاية ما نعرف هو أن كتلة البوزيترون تساوي كتلة الإلكترون .



شكل ٢٦ أ صورة الغرفة السحابية التي تشمل اكتشاف أندرسون للبوزيترون والتي نشرها على العالم . من C. D. Anderson, «The Positive Electron», *Physical Review* 43, 491 (1933).

بوزيترون طاقته 63 MeV يمر خلال لوح أفقي من الرصاص (سمكة 6 mm) ويخرج بطاقة قدرها 23 MeV . والمسارات منحنية لأن الغرفة وضعت في مجال مغناطيسي متعامد مع مستوى الصورة . والصورة غير واضحة المعالم عند حافة الغرفة ، ولذلك فإن الأجزاء الخافتة للمسارات قرب الحافة ، التي تبين أن البوزيترون مر بالفعل خلال الغرفة تكون صعبة الرؤية .

بخصوص بعض الأسئلة الهامة المتعلقة بهذه الصورة أنظر المسألة رقم ١١ في نهاية هذا الفصل (بالإذن من *The Physical Review*)

٢٧ - دعنا الآن نعتبر عملية الفناء ، التي نُمثلها بصيغة التفاعل

$$e^+ + e^- = n\gamma$$

حيث تمثل γ الفوتون (كم جاما واحد) . إفرض أن الإلكترون والبوزيترون كانا عملياً في حالة سكون عندما حدث التفاعل (في محاور إسناد المعمل) ، وافرض بالإضافة إلى ذلك أن التفاعل يحدث في الحيز الحر ، بعيداً عن الجسيمات الأخرى .

نلاحظ قبل كل شيء أنه لا بد من وجود اثنين من أشعة جاما : $n \geq 2$ ، وإلا ما كان باستطاعتنا أن نحافظ على الطاقة و كمية الحركة . (إذا كان كل من الإلكترون والبوزيترون في حالة سكون في البداية فإن كمية الحركة الابتدائية تساوى صفراً : فإذا ما انبعث فوتون واحد ، فإن كمية الحركة النهائية تكون مختلفة عن الصفر) . دعنا على هذا نفترض انبعث فوتونين . بما أن كمية الحركة الابتدائية تساوى صفراً فيجب بالتالي أن تكون كمية الحركة النهائية (الكلية) مساوية أيضاً للصفر . وعلى هذا تتساوى كيتا الحركة للفوتونين في المقدار وتضاد في الاتجاه ، وهذا يعنى تساوى طاقتيهما ، ومن ثم تساوى تردديهما . دعنا نرسم للتردد بالرمز ω : عندئذ يدل بقاء الطاقة على أن

$$2\hbar\omega = 2mc^2 \quad \text{or} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{h}{mc} \quad (٢٧)$$

أما الطول الموجي للفوتونات المنبعثة فيساوى طول موجة كمبتون للإلكترون $\lambda = h/mc = 0.0243 \text{ \AA}$ ، وينظر هذا الطول الموجي طاقة سكون الإلكترون $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ *

بالنسبة للبوزيترون الذي تم تبليته واصطياده داخل المادة يمكننا أن نفترض أن التنبؤ السابق يكون ساري المفعول : قد يكون لوجود جسيمات أخرى داخل المادة تأثير ، ولكنه تأثير صغير لأن طاقات الترابط الذرية تكون صغيرة جداً إذا قورنت بطاقة السكون للإلكترون .

يمكننا على هذا أن نبحث عن شعاعى جاما المتكونين في عملية الفناء . إذ يجب أن ينطلقا في اتجاهين متعاكسين وأن يكون الطول الموجي لكل منهما مساوياً للطول الموجي لكمبتون للإلكترون . وقد وجد بالتجربة أن هذه التنبؤات صحيحة في كل تفاصيلها : فالفناء إلى شعاعى جاما يحدث بالفعل** . وفضلاً عن ذلك فقد وجد أيضاً أن تولد ثلاث من أشعة جاما من عملية الإفناء حدث فعلاً .

٢٨ — هناك نقطة واحدة يجب علينا أن نجلها . لقد دللنا على أن زوج الإلكترون — بوزيترون لا يمكنه أن يفنى في شكل فوتون واحد في فراغ الحيز لأن كلا من الطاقة و كمية الحركة لا يمكن أن يحققا قوانين الحفظ وبالتالي فإن العملية الكمسية ، التى يتغير فيها فجاء فوتون واحد إلى زوج إلكترون — بوزيترون يجب أن تكون مستحيلة . من ناحية أخرى ذكرنا أن أزواج الكترون — بوزيترون تولد عند مرور فوتونات ذات طاقات عالية خلال جسم مادي . وتوضيح هذا الاختلاف الظاهري هو أن هذه العملية ممكنة وتحدث بالفعل في مجال إذ تنتقل كمية معينة من الطاقة ومن كمية الحركة إلى النواة ، وعندئذ يكون من الممكن أن تتوازن معادلات البقاء .

(*) لاحظ أن الكمية $\hbar/mc = 0.00386 \text{ \AA}$ وتسمى أيضاً الطول الموجي لكمبتون .

(**) أنظر على سبيل المثال O. Klemperer, "On the Annihilation Radiation of the Positron," *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 30, 347 (1934).

عكس عملية الفناء التي ناقشناها تكون العملية التي ينتج فيها زوج نتيجة لتصادم فوتونين . هذه العملية لم تتم بالفعل مشاهدتها على الإطلاق ، والسبب في ذلك هو أننا لانستطيع أن ننتج حزمًا مركزة بما فيه الكفاية من الفوتونات عند طاقات عالية تساعد على حدوث هذه العملية على مستوى المشاهدة : ولكننا نعتقد اعتقاداً راسخاً في إمكانية رؤية هذه الظاهرة إذا استعملنا إنتاج مثل هذه الحزم الفوتونية . وعكس عملية إنتاج الزوج في مجال النواة تكون العملية التي يفنى فيها زوج الإلكترون - بوزيترون في مجال النواة إلى فوتون واحد مع اكتساب النواة للطاقة ولكية الحركة اللازمتين لتوازن معادلات حفظهما . هذه العملية تحدث بالفعل ، ولكنه تبين أن حدوث عملية فناء اثنين من الفوتونات تكون على وجه العموم أكثر احتمالاً ، وعلى هذا فهي التي تسود .

٢٩ - بما أننا في صميم موضوع البوزيترونات ، فقد نستطيع أن نتأمل قليلاً حول الجسيمات وضديد الجسيمات . صياغتنا الراهنة للكهرديناميكا الكية هي عبارة عن نظرية يلعب فيها الإلكترون والبوزيترون دوراً متماثلاً تماماً . بل تعتبر هذه سمة عامة لنظريتنا للجسيمات الأساسية : فنحن نعتقد بأن كل جسيم يوجد ضد يد الجسيم (بعض الجسيمات ، مثل البايون المتبادل يمكن أن يكون ضد يد نفسه) ، ومن المعتقد أن يكون العالم متماثلاً (على نحو ما) إذا ما تم استبدال الجسيمات وضديد الجسيمات* ف ضد يد الجسيم له نفس كتلة الجسيم وشحنته مساوية ومعاكسة لشحنة الجسيم . وعلى هذا فقد تحقق بالتجربة وجود كل من ضد يد البروتون وضديد النيوترون** الأمر الذي يبعث على السرور من وجهة نظر الطبيعة النظرية : لأن هذا يمكننا من التثبت بنظريات التماثل للطبيعة .

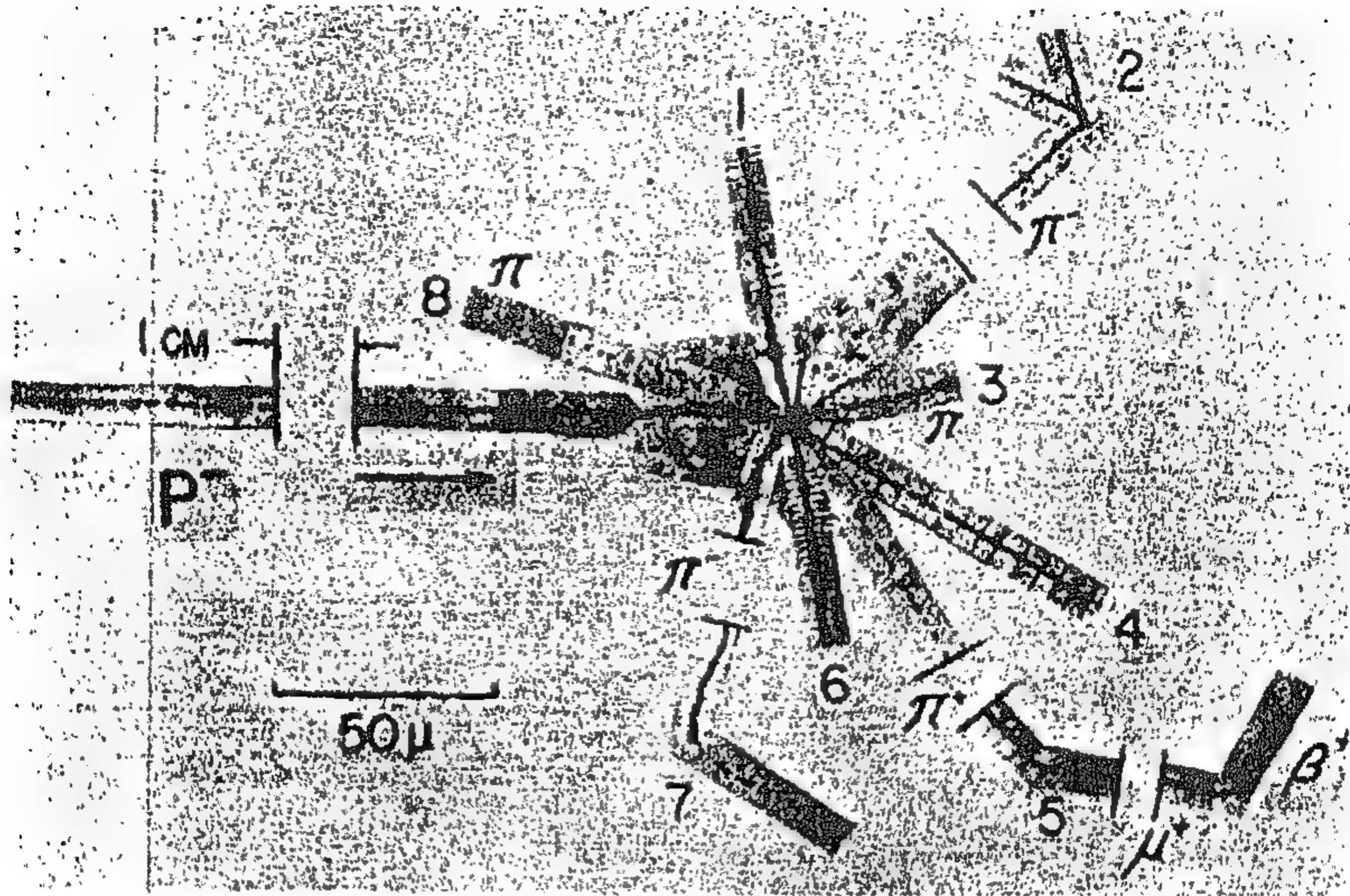
وأن إحدى الخواص الأساسية للجسيمات وضديد الجسيمات أنهم يستطيعون أن يفنوا بعضهم بعضاً ، ولنقل إلى فوتونات ، ولكن الحالة الغالبة هي أن الفناء يكون إلى جسيمات أخرى ، على سبيل المثال يميل نظام البروتون - ضد يد البروتون إلى أن يفنى إلى ميزونات ، لأن هذه العملية أكثر احتمالاً من الفناء إلى فوتونات .

٣٠ - إذا كان حقيقياً أن الجسيمات وضديد الجسيمات تلعب في العالم دوراً متماثلاً تقريباً ، فقد يثير عجب القارئ لماذا لا يكون دور أضداد الجسيمات أكثر دلالة ووضوحاً . لماذا لا تكثر البوزيترونات « أكثر انتشاراً » ، ولماذا لم يتم اكتشافها في وقت أكثر تبكيراً ؟ يبدو أن عالمنا كما نعرفه ليس في حالة متسقة على الإطلاق : فعالمنا يتكون من بروتونات ، نيوترونات ، إلكترونات وذرات هيدروجين ، الخ ، ولكن لا يحتوي أضداد البروتونات ، أضداد النيوترونات ، بوزيترونات أو أضداد ذرات الهيدروجين .

(*) منذ فترة وجيزة أجريت بعض التجارب التي تشير في الغالب إلى أن التفاعلات الضعيفة تكون متغيرة عند استبدال الجسيمات وضديد الجسيمات . وهذا يعني أنه في حين أن التفاعلات الشديدة والتفاعلات الكهرومغناطيسية تحقق مبدأ التماثل المذكور ، إلا أن التفاعلات الضعيفة لا تكون كذلك . وحيث أن التفاعلات الشديدة والكهرمغناطيسية هي التفاعلات السائدة في العالم ، فربما يكون من الإنصاف أن نقول بأن مبدأ التماثل يكون صحيحاً في الغالب (ولكن ليس دائماً) .

(**) بالنسبة لاكتشاف ضد يد النيوترينو ، أنظر O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand and

T. Ypsilantis, "Observation of Antiprotons," *The Physical Review* 100, 947 (1955).



نجمة الفناء في مستحلب فوتوغرافي . لاحظ أن هذه صورة مركبة من تجميع مقاطع مختلفة للمستحلب مع بعضها لكي يمكن أن تتبع آثار الجسيمات المختلفة . مقياس الرسم موضح على اليسار إلى أسفل ، حيث $1\mu = 10^{-3} \text{ mm}$. لاحظ أن أجزاء من آثار أربعة قد حذفت بغرض أن نحفظ الصورة في حين معقول .

الأثر الأفقي الذي على اليسار يبين ضديد البروتون الساقط ، وخلال مروره في المستحلب يفقد طاقة (بالتالي يبطئ من سرعته) . وأخيراً يقتنص بواسطة نواة في المستحلب (ربما نواة كربون) ويفنى مع واحد من النيوكليونات في النواة . ويولد عدد قليل من البايونات في هذه العملية (الآثار 2 ، 3 ، 5 ، 7 ، 8) وتتكرر النواة إلى شظايا . ومن المحتمل أن تكون الآثار 1 ، 3 بروتونات أما الأثر 6 فقد تسبب بواسطة شظية أكثر ثقلاً من البروتون من المحتمل بواسطة نواة H^3 . وقد قدرت طاقة الحركة الكلية للجسيمات المرئية (المشحونة) بالإضافة إلى طاقة البايونات بحوالى 1.3 BeV . لاحظ الأثر 5 الذي يبين بايوناً موجباً مضمحلاً إلى نيوترينو (غير مرئي) وميون موجب الذي يضمحل بدوره إلى بوزيترون واثنين من النيوترينوات .

هذه الصورة ظهرت في مقال بواسطة

E. Segrè, «Antinucleons», *Annual Review of Nuclear Science* 8, 127 (1958), which reviews the early work on antinucleons.

(صورة بالإذن من Professor E. G. Serge, Berkeley)

ويرجع سبب هذا النقص في التماثل إلى أن الحالة المتماثلة لا تكون متزنة ضد الفناء : فالمادة وضديد المادة لا يمكن أن يوجد في حالة سلام في خليط ودي . وضمان أن تكون الأرض موجودة يستلزم أن تتكون من مادة . وإلا فن ضد المادة . فلا يمكن أن توجد كخليط .

وأنه لسؤال مثير حقاً فيما إذا كان هذا النقص في تماثل حالة العالم ممتد إلى كل الكون . فقد يكون من المحتمل أيضاً أن توجد هناك مجرات متكونة من ضد المادة ، خاصة وأن متوسط الانفصال بين المجرات يكون من رتبة ثلاثة ملايين من السنين الضوئية . لهذا لا يحدث الفناء في الحال . هذا السؤال لا يمكن الإجابة عليه في الوقت الراهن ، على الرغم من أن المرء يميل إلى الاعتقاد بعدم وجود ضد المجرات ، كيف تتكون المجرات أمر ليس معروفاً ، ولكن إذا ما افترضنا أنها تكونت من « التراب » خلال بعض عمليات التكثيف فإنه يصبح من الصعب أن نفهم كيف تم انفصال المادة وضديد المادة حتى تصبح بعض المجرات مكونة من مادة في حين أن البعض الآخر يكون متكوناً من ضد المادة . فإذا ما رفضنا فكرة ضد المجرات فسيبقى هناك عندئذ الغموض في سبب أن حالة العالم غير متماثلة إلى الحد الذي يسود فيه نوع واحد من المادة ، عل الرغم من حقيقة أن القوانين الأساسية للفيزياء تبدو وكأنها تقريباً كاملة التماثل .

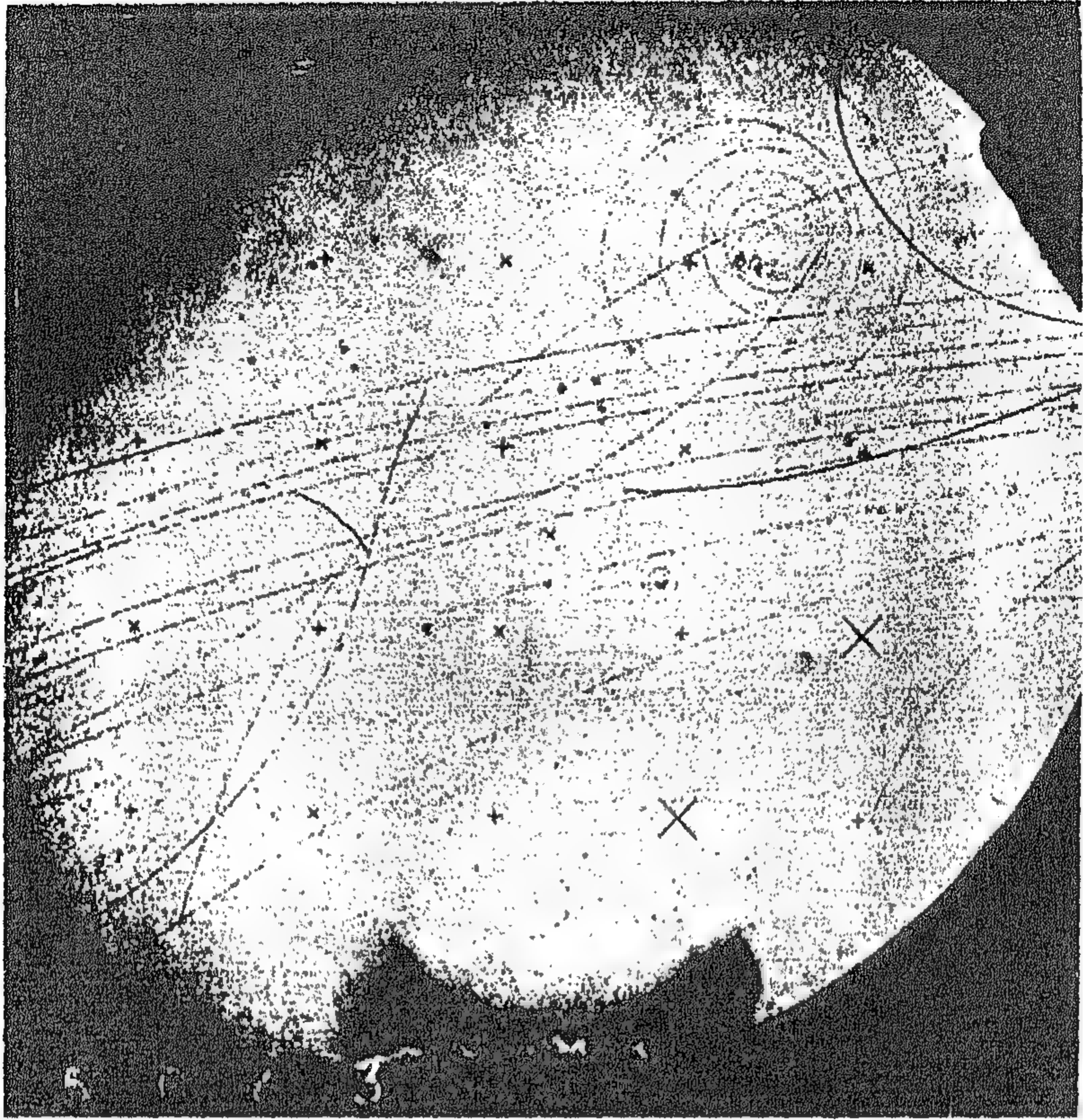
هل الفوتونات قابلة « للانقسام » ؟

٣١ - مناقشتنا حتى الآن تقترح سؤالاً مثيراً وأساسياً للغاية : هل يمكن أن ينقسم الفوتون الذي تردده ω إلى جزئين ، بحيث يحمل كل جزء كسراً من الطاقة $\hbar\omega$ ، على أن يظل التردد لكل جزء هو ω ؟

نحن نعلم أن النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية تصف بدقة كبيرة تجارب شائعة التنوع في الضوء . وقد ذكرنا كذلك أن العلاقة بين الطاقة وكمية الحركة للفوتون هي شيء ما يمكن اشتقاقه من خلال النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . أليس من المسموح به عندئذ أن نقول بأن الفوتون هو ببساطة حزمة من الموجات أورتل موجي من الإشعاع الذي يكون محكوماً بقوانين نظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية ؟ من الواضح أننا أثّرنا الآن سؤالاً ذا أهمية أساسية . إذا أمكن تقسيم الفوتونات بالمفهوم السابق فإن التركيب الكلي للأفكار التي حاولنا بناءها في هذا الفصل قد يتهاوى .

للإجابة على سؤالنا ، يجب أن نلجأ إلى التجارب . ولسكي نرى أي نوع من التجارب يجب أن نجريه ، فسوف نفترض الآن وجهة النظر الكلاسيكية تماماً ومن ثم نصنع بعض التنبؤات التي يمكن أن نختبرها بتجارب فعلية لكي نقرر مدى صحة الصورة الكلاسيكية .

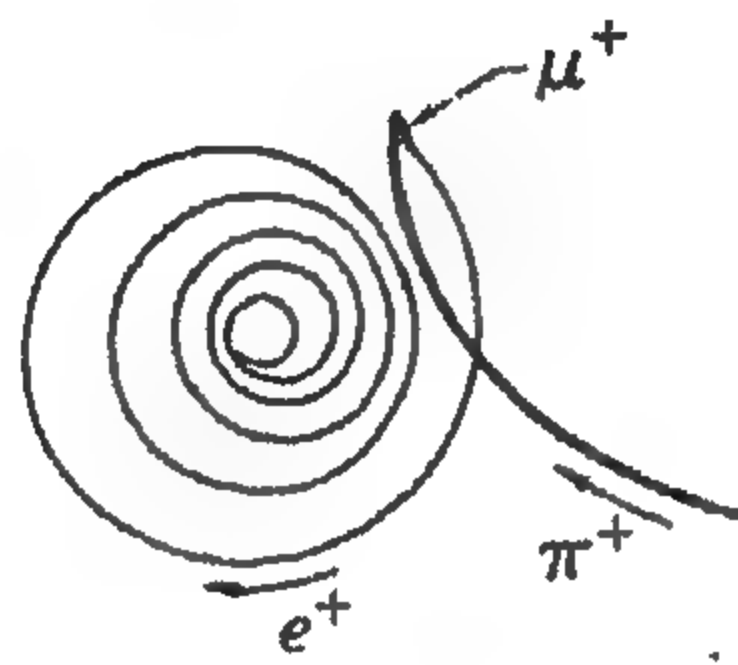
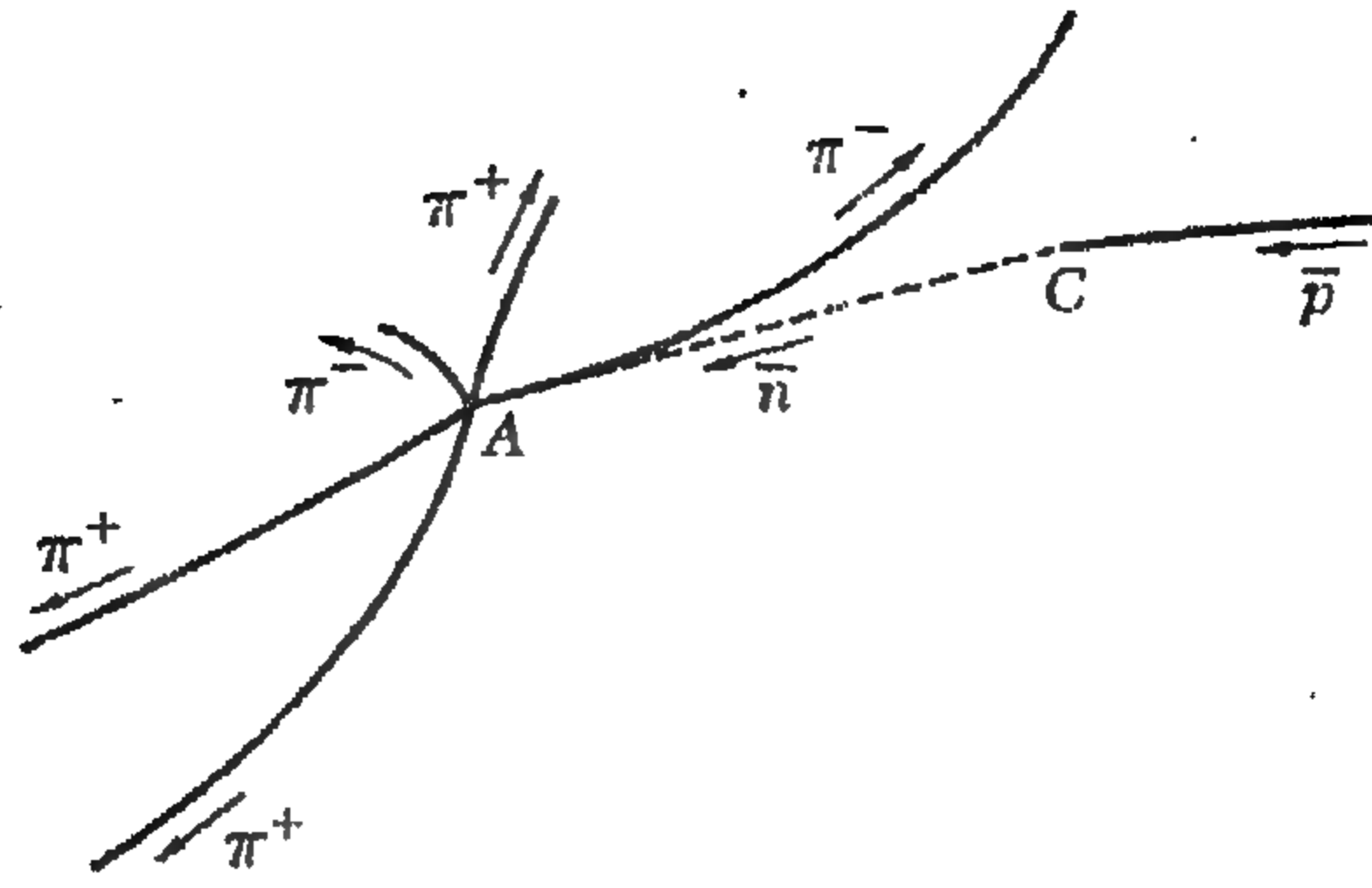
٣٢ - الرتل الموجي الكلاسيكي للإشعاع الكهرمغناطيسي قد ينشأ كما يلي : على شكل مصدر للإشعاع ، يكون لدينا هوائي وجهاز إرسال يمكن أن نديره ونغلقه كما نشاء . ثم نترك جهاز الإرسال الذري يرسل إشعاعاً عند تردد ω يعمل لفترة معينة من الزمن ، عندئذ يبث الهوائي رتل موجة ذات أجل محدود : ويكون رتل الموجة هذا بمثابة « فونونا » كلاسيكياً أحادي اللون تقريباً . يمكننا أن نتصور أن الذرة المثارة تمثل دور هوائي من هذا النوع .



صورة غرفة الفقاعة موضحة استطارة شديد بروتون بواسطة بروتون مع استبدال الشحنة ، متبوعاً بتفاعل فناء بروتون وإنتاج شديد النيوترون في الحدث الأول . أنظر الأشكال التخطيطية في الصفحة التالية لتمييز الآثار . والأحداث تم في غرفة فقاعة الهيدروجين السائل الموضوعة في مجال مغناطيسي عمودي على مستوى الشكل (على القارئ أن يحاول تحديد الاتجاه الذي يشير إليه متجه المجال المغناطيسي) . الجسيمات المتعادلة كهربياً لا تترك أثراً مرئياً ، ولكن الجسيمات المشحونة تترك أثراً منحنية بسبب وجود المجال المغناطيسي . وفي هذه الحالة تنحني آثار الجسيمات موجبة الشحنة في اتجاه عقارب الساعة ، في حين تنحني آثار الجسيمات السالبة في الاتجاه المعاكس .

وبالمصادفة وضحت هذه الصورة حدثاً آخر مثيراً ، وهو انقسام لال البايون الموجب إلى ميون موجب ونيوترينو ، متبوعاً بانقسام لال الميون إلى بوزيترون ، نيوترينو وضديد النيوترينو . النيوترينو (وضديد النيوترينو) تكون متعادلة كهربية ولذلك لا تترك أثراً مرئياً .

(صورة بالإذن من Dr. P. Schmidt, Berkeley)



هذان الشكلان يميزان الآثار المرئية في صورة الفقاعة على الصفحة السابقة. في الشكل العلوي يصطدم ضديد البروتون الساقط مع بروتون عند النقطة C . وينتج من هذا التفاعل نيوترون وضديد نيوترون . الأثر غير المرئي لضديد النيوترون موضح بالخط المنقوط أعلاه . عند النقطة A يقاسى ضديد النيوترون تفاعل فناء مع البروتون . وينتج خمس بايونات مشحونة في هذا هذا التفاعل . وضديد البروتون الساقط هو واحد بين عدد من الجسيمات السالبة في حزمة الجسيمات العابرة للغرفة من اليمين إلى اليسار . هذه الجسيمات من المحتمل أن تكون كلها ضديد بروتونات .

الشكل السفلي يبين آثار الجسيمات المشحونة المشاركة في اضمحلالات تناعية للبايون الموجب . الأثر الحلزوني يكون ناتجاً عن البوزيترون الذي يفقد طاقة أثناء حركته خلال الهيدروجين السائل ويقل تبعاً لذلك نصف قطر الانحناء للأثر . ويكون مصيره في النهاية أن يختفي في تفاعل الفناء مع أحد الإلكترونات في السائل .

دعنا مرة أخرى نؤكد أننا نحاول أن نقارن سلوك الفوتون الفيزيائي ، - كما يعبر عن نفسه في التجارب الفعلية - مع سلوك رتل الموجة الكلاسيكية . هذه المناقشة تتضمن مقارنة جسم موجود بالفعل في الطبيعة ، وهو الفوتون ، مع شيء ما لا يحدث في الطبيعة على الإطلاق ، كما سنرى ، وهو رتل الموجة الكهرومغناطيسية الذي يتبع تماماً قوانين الكهرديناميكا الكلاسيكية . وعلى هذا فنحن إذاً مقارنة الحقيقة بالخيال ، وليسكى نشأدي

الخلط بين الحقيقة والخيال فسوف نسمى الشيء الحقيقى فوتوناً والشيء التخيلى رتل الموجة . ولكى نتمكن أنفسنا بأن رتل الموجة ليس شيئاً حقيقياً ، وجب علينا أن نعمل بعض التنبؤات المحددة المبينة على صورة رتل الموجة التى يمكن عندئذ اختبارها من خلال التجارب .

٣٣ - نعتبر انبعاث الضوء من ذرة الزئبق التى تم إثارتها فى تصادم . الضوء المنبعث يكون أزرق اللون وتردده ω . أن يكون رتل الموجة دائماً من نفس التردد ω أمر لا يصعب علينا فهمه : فهذا التردد يجب أن يناظر أحد الترددات الطبيعية لتذبذب الذرة . ولكنه يكون من الصعب ، أن يفهم ، على أساس نظرية كلاسيكية ، لماذا تكون الطاقة المحمولة بواسطة رتل الموجة هي دائماً $\hbar\omega$. نحن نتوقع أن تختلف التصادمات فى عنفها : فأحياناً تتيح هذه التصادمات قدراً من الطاقة أكبر وأحياناً قدراً لانبعاث الضوء . وحتى ما يكون أكثر صعوبة على الفهم هو ذلك السبب فى أن ذرتين مختلفتين تماماً ، مثل ذرة الصوديوم وذرة الزئبق اللتين تبعثان ضوء بترددين مختلفين ω_{Na} و ω_{Hg} يجب أن تبعثا رتل موجة بطاقتين كليتين $\hbar\omega_{Na}$ و $\hbar\omega_{Hg}$ ، على الترتيب . فن وجهة النظر الكلاسيكية يكون ظهور ثابت التناسب العالمى \hbar شيئاً غامضاً للغاية .

إذا فكرنا بمجموعة كل الحقائق التجريبية الكثيرة التى ناقشناها فى الفصل الثالث يكون من الواضح أن الظواهر لا يمكن فهمها على أساس كلاسيكى . دعنا على أى حال نتفحص مؤقتاً عما نعرفه بالفعل عن عمليات الانبعاث والامتصاص ، وبدلاً من ذلك نركز على دراسة الفوتونات « المعزولة » . آخذين فى الاعتبار أرتال الموجات التى انبعثت من مصدر ما ، وأن ندرس أرتال الموجات هذه بواسطة خلية ضوئية فى النطاق التجريبى .

٣٤ - نحن ندرس ، بمعنى آخر ، التأثير الكهروضوئى . ونضع لذلك جهد الإعاقة الكهربى فى الخلية عند القيمة V_0 . إذا كانت W هي دالة الشغل للسطح الحساس للضوء فسوف نكتشف عندئذ رتل الموجة (يطلق المسجل المتصل بالخلية الضوئية) عندما تزيد كمية الطاقة المحمولة برتل الموجة عن القيمة

$$E_{min} = eV_0 + W \quad (٣٤ أ)$$

ويكون الجهد V_0 بحيث أن

$$\hbar\omega > E_{min} > \frac{1}{2}\hbar\omega \quad (٣٤ ب)$$

حيث تشير ω إلى تردد الضوء . (تم اختبار $\frac{1}{2}$: لأنه عدد أكبر من $\frac{1}{2}$ وأصغر من الواحد) . وعلى هذا فإن المسجل سوف يطلق (يصدر أصواتاً) إذا نحن ركزنا الطاقة الكلية لرتل الموجة المنبعثة داخل الخلية الضوئية . أما إذا كان نصف هذه الطاقة فقط هو الذى يصل إلى الخلية ، فإن المسجل سوف لا يطلق لأن نصيب الإلكترون من الطاقة لا يمكن أن يتخطى فى الغالب جهد الإعاقة .

٣٥ - تقترح الصورة الكلاسيكية تجربة واضحة لانقسام رتل الموجة ، على سبيل المثال التجهيز الموضح فى شكل ٣٥ أ . وفيه يستقط ضوء من مصدر ذى شدة ضعيفة جداً على مجزئ للحرمة ، ولتكن مرآة نصف مقلصة ، أو منشور مجزئ - حرمة مناسب . يمكن وضعه بحيث تكون شدة الحرمة النافذة مساوية لشدة الحرمة المنعكسة ، وبحيث تكون شدة كل منهما نصف شدة الحرمة المنبعثة من المصدر خلال الفتحة . بمعنى آخر هذه تجربة حقيقية ممكنة ، ونحن نجد بالفعل أن شدات الحزم النافذة والمنعكسة تكون كما ذكرنا . كلاسيكياً ، يمكننا فهم هذه الحقائق بسهولة : فكل رتل موجة يصل المرآة ينقسم إلى جزئين .

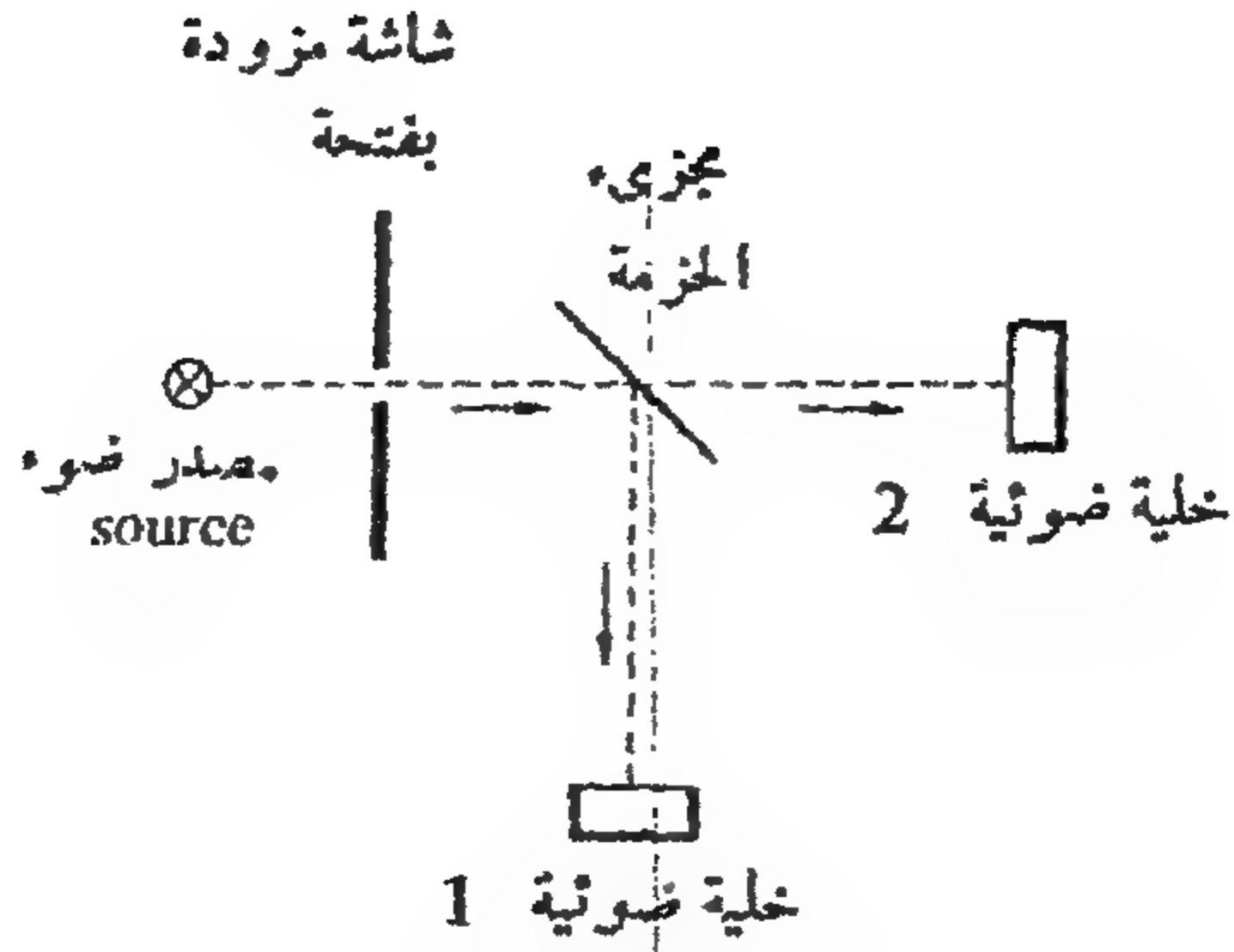


روبرت أندروز ميليكين (Robert Andrews Millikan) ولد في عام ١٨٦٨ في موريسون ، بالينوي ، وتوفي عام ١٩٥٣ . بعد دراسته في الولايات المتحدة وألمانيا ، شغل ميليكين منصب الأستاذية في جامعة شيكاغو وفيها بعد في معهد كاليفورنيا للتكنولوجيا (باسادينا . ميليكين معروف على وجه الخصوص لتمييزه لشحنة الإلكترون ، ولشغله على التأثير الكهروضوئي . وقد تسلم جائزة نوبل في عام ١٩٢٢ .

(صورة بالإذن من Professor L. B. Loeb, Berkeley)

اعتبر الآن ما يحدث عندما يصل رتل موجة واحد إلى المرآة . على أساس النموذج الكلاسيكي ، نتوقع أن ينقسم إلى جزئين ، وبطريقة من شأنها أن تجعل الطاقة المحمولة بجزء الموجة النافذة مساوية لنصف طاقة رتل الموجة الساقط . وعلى هذا فإن الخلية الضوئية 2 لن تطلق على الإطلاق !

هذا التنبؤ ، المبني على النظرية الكلاسيكية ، يكون على خلاف واضح مع الخبرة . فالضوء الذي يمر خلال الفتحة لا يزال أزرق اللون وذا تردد ω ، والمسجل المتصل بالخلية 2 يطلق بالفعل طالما كان $h\omega > E_{min}$ مما يوضح بأن طاقة الضوء المار تأتي في حزم مقدارها $h\omega$. وما يحدث بالفعل عندما ندخل مجزئ الحزمة (المرآة) هو أن معدل العد يكون فقط نصف قيمته في حالة عدم وجوده .



شكل ٣٥ أ شكل تخطيطي لتوضيح المناقشة الواردة في بند ٣٥ .
حزمة الضوء من المصدر تنقسم إلى جزأين بواسطة مجزى الحزمة ، الذي
يمكن أن يكون مرآة نصف مفضضة . هل تنقسم الفوتونات المنفردة ؟

٣٦ - إلى أية درجة مقننة يكون الدليل بأن الفوتونات لا يمكن أن تنقسم باستخدام النسق التجريبي المبين
في شكل ٣٥ أ أو باستخدام أى تجهيز آخر من نوع مماثل ؟ الدليل جيد إلى حد كبير ، وفي الحقيقة تجارب
انقسام - الفوتون مستمرة طول الوقت . وكل عنصر ضوئي يحتوى على خلية ضوئية ، أو لوح فوتوغرافى ،
يمكن اعتباره بمثابة جهاز نحاول فيه تجزئ الفوتونات ، ولكنها محاولات فاشلة . وأبسط المشاهدات لهذا
النوع من المحاولات هي مشاهدة التأثير الكهروضوئى عند مسافات مختلفة x من مصدر الضوء . إذا كانت
الذرة مشابهة للهوائى فإنها تبعث ضوءاً على شكل رتل موجة كروى . وتكون شدة الضوء المنبعث متناسبة مع
 $1/r^2$ ، وفي التصور الكلاسيكى تكون الطاقة المحمولة برتل موجة واحدة خلال وحدة المساحات عند مسافة r
متناسبة مع $1/r^2$. وحيث أن الخلية الضوئية لها مقطع مستمر محدود ، فإنه يبدو ممكناً بمجرد وضع الخلية
الضوئية على مسافة كبيرة بما فيها الكفاية أن نجعل كسر الطاقة فى رتل الموجة - الذى يحتمل أن يكون نشطاً
داخل الخلية الضوئية - صغيراً بالدرجة التى نريدها ، وعند جهد إعاقة ثابت ، نجد أن الخلية الضوئية تكف
تماماً عن التسجيل بمجرد أن تزيد المسافة عن حد معين . هذا بالتأكيد هو مالا نلاحظه : كل ما يحدث هو أن
معدل التسجيل يتضاءل مع $1/r^2$. ربما كان أكثر الأمثلة وضوحاً هو ملاحظة التأثير الكهروضوئى لضوء
منبعث من نجم بعيد . فرتل الموجة قد انبعث منذ آلاف السنين ، وقد انتشر لينطى جزءاً كبيراً من الفضاء .
فقط جزء ضئيل جداً من الطاقة المحملة فى رتل الموجة يمكنه أن يصل إلى الخلية الضوئية خلال التلسكوب .
وبالرغم من هذا فقد وجد أن كمية الطاقة التى تمنح لإلكترون فى الخلية الضوئية هي $h\nu$ تماماً كما لو كان
المصدر عبارة عن مصباح قريب من الخلية الضوئية .

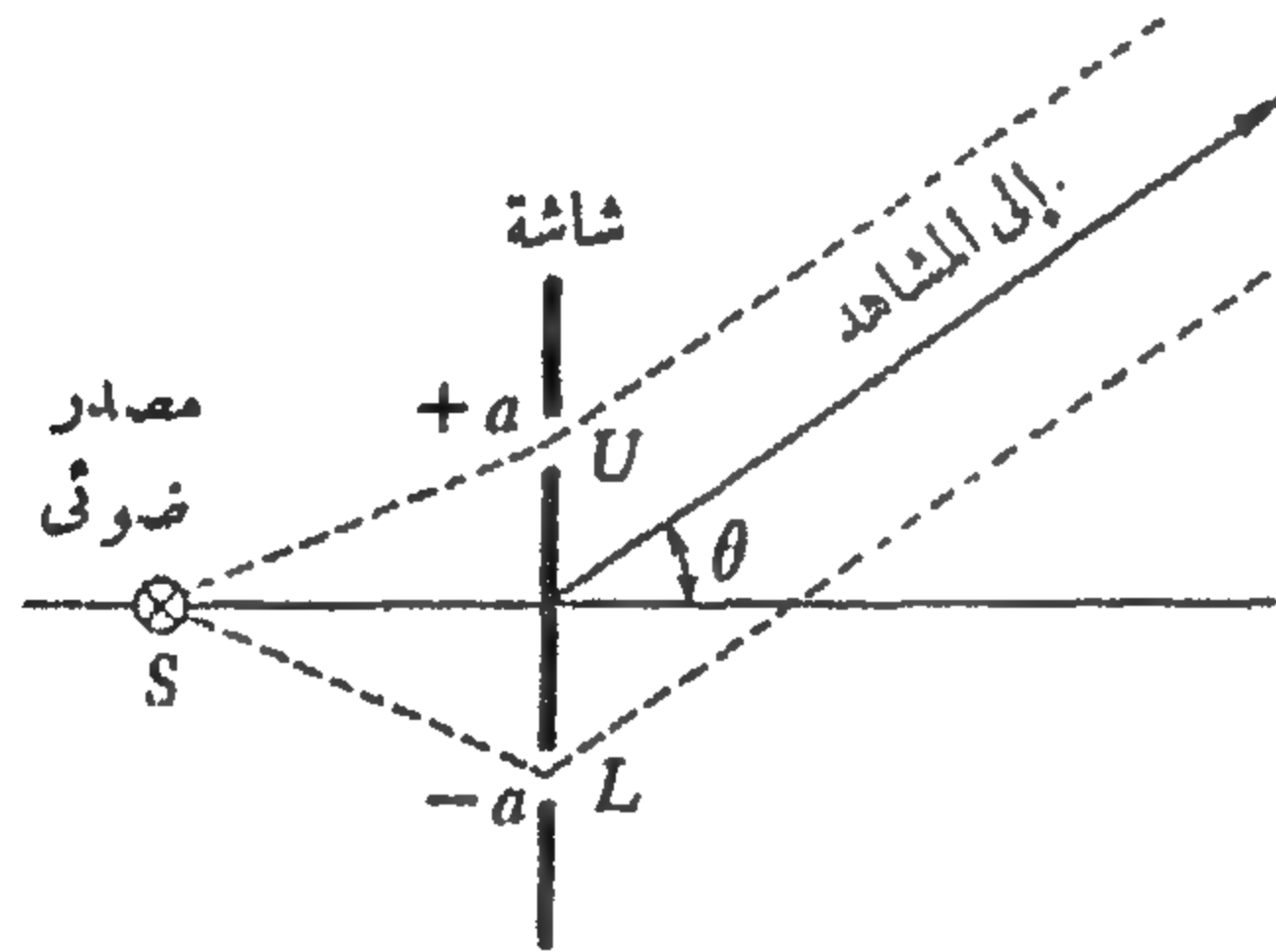
٣٧ - إن أى محاولة لتفسير هذه الحقائق على نحو يشمل تأثيراً تراكبياً يمكن فيه أن تقوم كسور فوتونية
كثيرة جداً بنقل كمية صغيرة من الطاقة للإلكترون الموجود على السطح الحساس للضوء وبكيفية قد تؤدي إلى طرد
الإلكترون عندما تكون الطاقة المتراكمة كبيرة لدرجة كافية هو تفسير ضعيف لا يمكن الدفاع عنه . وإذا كان
هذا هو التفسير فإن التأثير التراكبى يجب أيضاً أن يظهر أثره عندما يوضع جهد الإعاقة بحيث تكون
 $E_{min} > 100 h\nu$ ، وهو بالتأكيد مالا نلاحظه : فالخلية الضوئية لا تسجل على الإطلاق إذا كان جهد الإعاقة
كبيراً جداً .

٣٨ - وعلى ذلك فالحقائق التجريبية المرتبطة بالتأثير الكهروضوئي تؤدي إلى النتيجة التي لا مفر منها ، وهي أن الفوتونات أحادية اللون لا يمكن أن تنقسم إلى اثنين من الفوتونات بنفس التردد ويحمل كل منهما كسراً من طاقة الفوتون الأصلي : فالفوتونات لا تسلك سلوك أرتال الموجة الكلاسيكية في هذا الصدد . هذه النتيجة قد زاد في تعزيزها تلك النتائج التجريبية الخاصة بتأثير كومبتون وانبعاث شعاع X ، إنتاج أزواج الجسيمات وفنائها التي ناقشناها مبكراً في هذا الفصل . وقد أوردنا في تحليلنا النظري لهذه الظواهر افتراضاً مبدئياً بأن العلاقة $E = \hbar\omega$ دائماً صحيحة ، أي أن « الفوتونات الكسرية » ليس لها وجود ، وعلى هذا الأساس يمكننا بالفعل أن نفهم كثيراً من الحقائق التجريبية .

لا بد إذن من وجود خطأ ما في الأفكار الكلاسيكية ، ونحن نريد أن نجد بالضبط ماهو ذلك الشيء الذي يستوجب التغيير . ويحدد بنا عند هذه النقطة أن نكون حذرين في ألا نستخلص نتيجة هوجاء . دعنا بدلاً من ذلك نعتبر بعض حقائق تجريبية أخرى لها علاقة بموضوع ما إذا كانت الفوتونات يمكن أن « تنقسم » . فقد أوضحنا مناقشتنا حتى الآن لبعض التجارب المحددة بأن الفوتونات لا يمكن أن تنقسم . وهذا لا يستبعد احتمال أن هناك بعض تجارب أخرى قد توحي بأن فوتونات يمكن أن « تنقسم » .

٣٩ - لنعتبر تجربة الحيود ثنائية الفتحة ، مثل تلك المبينة تخطيطياً في شكل ٣٩ أ . إذ تحتوي الشاشة المعتمدة على فتحتين U و L عموديتين على مستوى الصفحة وينير المصدر الضوئي S الفتحتين بضوء « فوتونات » ذي تردد محدد تماماً ω . وللسهولة نفترض أن الفتحتين متماثلتان في الاتساع ، وبعرض صغير بالنسبة للطول الموجي . بالإضافة إلى ذلك افترض أن الانفصال $2a$ بين الفتحتين يقع في حدود الطول الموجي $\lambda = 2\pi c/\omega$. سنجرى قياسات شدة الضوء الحائد كدالة في زاوية المشاهدة θ عند مسافة r من الشاشة تكون كبيراً بالنسبة إلى المسافة بين الفتحتين $2a$.

لقياس هذه الشدة ، يمكننا أن نتصور بأننا نستخدم خلية ضوئية : عندئذ تتناسب الشدة مع معدل انه الذي تسجله الخلية .



شكل ٣٩ أ شكل تخطيطي جداً لتوضيح مناقشتنا للحيود ثنائي - الفتحة . هل يمر الفوتون المفرد خلال واحدة فقط من الفتحات ، أو هل بإمكانه أن يمر خلال كليهما كما تقترح صورة رتل الموجة الكلاسيكية ؟ هل يتغير شكل حيود ثنائي الفتحة عندما تقل شدة الضوء الساقط ؟

٤٠ - دعنا نرى الآن ماذا تقول النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بخصوص توزيع الشدة على يمين الشاشة . الفرض بأن عرض الفتحات يكون صغيراً إذا قورن بالطول الموجي يعنى بأننا إذا حببنا أيّاً من الفتحتين ، فإن التوزيع الزاوي للإشعاع الحائد يكون دالة منتظمة في الزاوية θ . دع A_0 ترمز لسعة الموجة الحائدة في الحالة التي توجد فيها فتحة واحدة فقط ، أما الفتحة العلوية أو السفلية المبيتين في شكل ٣٩ أ .

$A_0 = A_0(r, \theta)$ تكون ، بالطبع ، دالة في r و θ وباستخدام التمثيل المركب ، يمكننا أن نكتب

$$A_0 = f(r, \theta) e^{-i\omega t} \quad (١٤٠)$$

حيث تصف الدالة $f(r, \theta)$ اعتماد السعة على الموضع . وباستخدام التجهيز التجريبي الموضح في شكل ٣٩ أ تكون الموجة المرصودة عند مسافة كبيرة من الشاشة عبارة عن مجموع الموجتين الواردتين من الفتحتين . وهما متساويتا السعة ، ولكن الموجة الواردة من الفتحة السفلية تكون متخلفة في الطور بمقدار $4\pi a/\lambda \sin \theta$ بالنسبة للموجة الواردة من الفتحة العلوية . وسعة الموجة المجمعة تكون على هذا

$$A = f(r, \theta) e^{-i\omega t} \left[\exp \left(\frac{i\omega a}{c} \sin \theta \right) + \exp \left(- \frac{i\omega a}{c} \sin \theta \right) \right]$$

$$= 2A_0 \cos \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (١٤٠ ب)$$

شدة الإشعاع الحائد تتناسب مع المربع المطلق للسعة ، وبناء على هذا نحصل على

$$I(r, \theta) = |A|^2 = 4I_0(r, \theta) \cos^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (١٤٠ ج)$$

حيث

$$I_0(r, \theta) = |A_0|^2 \quad (١٤٠ د)$$

هي الشدة المرصودة باستخدام فتحة واحدة . وعلى هذا تكون الشدة $I(r, \theta)$ في تجربة حيود الفتحتين مساوية لحاصل ضرب الشدة في تجربة الفتحة الواحدة والعامل $4 \cos^2 [2\pi/\lambda \sin \theta]$ ، الذي يصف تأثير تداخل الموجتين الواردتين من الفتحتين . ونلاحظ أنه بسبب هذا التداخل سوف نشاهد شدة مقدارها صفر في اتجاهات معينة ، بشرط أن يكون $4a/\lambda > 1$. وفي اتجاهات أخرى معينة تستصل الشدة إلى أربعة أضعاف ما هي عليه لتجربة الفتحة الواحدة . ونحن هنا نهتم على وجه الخصوص بتأثيرات التداخل هذه ، كما رصفت بالعلاقة (١٤٠ ج) . أن تكون الشدات I و I_0 مرتبطة بهذه الكيفية هو جوهر تنبؤنا الكلاسيكي .

٤١ - باعتبار ماتعلمناه حول استحالة « انقسام » الفوتونات فقد نكون مضطرين لاستخلاص أن التنبؤ الكلاسيكي الذي تحتويه المعادلة (١٤٠ ج) لا بد وأن يكون خاطئاً . ويمكننا التذليل كما يلي . كل فوتون يجب أن يمر خلال فتحة واحدة من الفتحات لأن الفوتونات لا يمكن أن تنقسم . افترض أن فوتوناً معيناً يمر خلال الفتحة العليا . في تلك الحالة لا يمكن أن يكون لوجود الفتحة السفلى أى تأثير على انحراف الفوتون ، ونعطى الشدة لكل الفوتونات المارة خلال الفتحة العلوية يجب أن يعطى بـ $I_0(r, \theta)$ ، وبالمثل بالنسبة للفوتونات التي تمر خلال الفتحة السفلية ، وقد يمكننا أن نستنتج أن الشدة I^* بكلتا الفتحتين تكون معطاة بالعلاقة

$$I^*(r, \theta) = 2I_0(r, \theta) \quad (١٤١)$$

ولقد رمزنا للشدة المتوقعة بالرمز I^* لتدل على أننا قد وصلنا إلى هذا التنبؤ عن طريق رفضنا للأفكار الكلاسيكية التي أدت إلى التنبؤ بالمعادلة (٤٠ ج) . والآن يجب على القارئ ملاحظة أننا لم نقل أننا مجبرون على قبول النتيجة (٤١ أ) بناء على مناقشتنا السابقة لانقسام الفوتون : لكنها مجرد رغبة لاستكشاف هذه الإمكانية .

٤٢ - الدليل التجريبي يكون في النهاية في صف تنبؤ النظرية الموجية (٤٠ ج) . ويمكننا أن ننظر إلى تجربة فتحي الحيود البسيطة على أنها نموذج يقتدى به لمجموعة كبيرة من تجارب الحيود نذكر من بينها قياسات محزوزة الحيود وتجارب حيود أشعة X بالبلورات . تنص المعادلة (٤١ أ) على أن الموجات الحادثة بواسطة الفتحتين لا تتداخل مع بعضها البعض ، وإذا كان هذا التنبؤ صحيحاً بالنسبة لتجربة الفتحتين فمن الواضح أن يترتب على ذلك عدم استطاعتنا رؤية أي من تأثيرات التداخل في محزوز الحيود أو البلورات كذلك .

قبل أن نرفض التنبؤ (٤١ أ) كخطأ مطلق يجب أن نعلق على مايلي : أليس من المحتمل أن تكون الحالة هي أن ظاهرة التداخل التي تصفها المعادلة (٤٠ ج) تنشأ بسبب بعض أنواع التفاعل بين فوتونات كثيرة ؟ فعند استخدام مصدر ضوء شديد بد رجة كبيرة يكون لدينا عدد من الفوتونات العابرة في نفس الوقت ، أي أن عدداً من الفوتونات يمر خلال الفتحتين في نفس الوقت ، وقد نتساءل عما إذا كانت تأثيرات التداخل هي احتمال ظواهر وجود وفرة من الفوتونات . هذا اللون من التفكير يقودنا إلى أن نستدل عما إذا كان التنبؤ (٤١ أ) سيكون صحيحاً في حالة مصادر ضوء خافتة إلى حد كبير ، بحيث أن فوتوناً واحداً فقط في المرة الواحدة يكون في حالة عبور ، وأن التنبؤ (٤٠ ج) صحيح بالنسبة لمصادر كافية الشدة . وبقول آخر : هل يمكن أن تتغير طبيعة نمط الحيود من تلك التي تصفها المعادلة (٤٠ ج) إلى تلك التي توصف بالمعادلة (٤١ أ) بمجرد أن نقلل شدة المصدر ؟ الإجابة على هذا السؤال تكون بلا : لا يوجد أبسط دليل على أن نماذج الحيود قد تتغير طبيعتها عندما تؤول شدة الإشعاع إلى الصفر . فالنتائج المترتبة لتجارب الحيود والتداخل تؤيد ، مجالا معقولا للشك ، الأفكار التي قام على أساسها التنبؤ (٤٠ ج) .

٤٣ - في عام ١٩٠٩ أجريت تجربة تتركز أساساً على هذا السؤال بواسطة ج. أ. تيلور⁺ (G.I. Taylor)، فقد استطاع أن يصور نموذج الحيود في ظل إبرة مضادة بمصدر ضوئي ضعيف جداً . وكان زمن التعريض في إحدى هذه التجارب هو 2000 ساعة ، أي حوالي 3 شهور . أي أن شدة الضوء كانت ضعيفة لدرجة أن عدداً صغيراً جداً من الفوتونات يمكن أن يكون موجوداً بالفعل خلال الجهاز عند أية لحظة زمنية . وكان نمط الحيود الناتج ، على أي حال ، واضحاً ومحدداً تماماً مثل النمط الناتج باستخدام مصدر ضوئي شديد . أما التحليل النظري الدقيق لتجربة تيلور فقد كان يحتوي إلى حد ما على الدهاء (بين أشياء أخرى لأن وصفه لما أجراه بالفعل لم يكن بتفصيل كاف) ونحن لن نحاوله هنا . ولكن يمكننا على أي حال أن نجزم بثقة بأن شدة الضوء كانت بالفعل منخفضة لدرجة أنه إذا كانت طبيعة نمط الحيود تتغير حقيقة عندما يكون عدد الفوتونات قليلاً أثناء العبور فقد كان من الواجب أن يظهر هذا التأثير في التجربة . وكما قلنا ، لم يكن هناك إيماء ولو بسيطة لمثل هذا التأثير .

G. I. Taylor, "Interference Fringes with Feeble Light," *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 15, 114 (1909).

نريد التنويه بأن اعتقادنا بأن أنماط الحيود لا تنشأ كنتيجة لبعض أنواع التفاعلات بين عدد كبير من الفوتونات لا يرتكز فقط على تجربة تيلور ، ولكنه يرتكز على عدد كبير من تجارب أخرى للحيود نستطيع أن نصفها وصفاً صحيحاً بناء على الصورة الموجية ، بصرف النظر عن شدة الإشعاع المستخدم .

٤٤ - دعنا الآن نحاول أن نصنع نظرية بسيطة نستطيع في حدودها أن نعلل للنتائج التجريبية التي ناقشناها حتى الآن ، ونظريتنا تسيّر كما يلي :

I - الإشعاع أحادي اللون تقريباً ، ذو التردد التقريبي ω ، المنبعث من مصدر ضوئي يمكن تصويره على أنه مكون من « حزم للإشعاع » متقطعة يطلق عليها اسم فوتونات .

II - الانتقال في الحيز لكل فوتون يوصف وصفاً صحيحاً بمعادلات ماكسويل للنظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . ولخدمة أغراض هذا الوصف يمكن النظر إلى كل فوتون على أنه رتل موجة معرفة بالمجالين المتجهين $E(r, t)$ و $B(r, t)$ اللذين يحققان معادلات ماكسويل بشروط خاصة معينة ملائمة للحالة الفيزيائية المعنية . وبوجه خاص ، تعانى الفوتونات حيوداً بواسطة الحواجز ، ويكون ممكناً وصف الموجات الحادثة من خلال نظرية كلاسيكية . والموجة الساقطة على مرآة نصف مفضضة ، أو على شاشة مزودة بفتحتين ، سوف « تنقسم » بالفعل إلى موجتين ، ويمكن لهاتين الموجتين أن يتداخلا مع بعضهما البعض كما تتنبأ بذلك النظرية الكلاسيكية .

III - أن تحليل مجموع مربعات السعات E و B على أنها مثلة لكثافة الطاقة المصاحبة للفوتون في الحيز تحليل غير صحيح . فهذه الفكرة الكلاسيكية خاطئة . وبالبديل عن ذلك ، نعلل كل كمية متوقعة على مربع سعة الموجة على أنها كمية متناسبة مع احتمال حدوث شيء ما . على سبيل المثال ، التكامل لمجموع مربعات السعات E و B على إحدى المناطق المحدودة في الحيز لا تساوى الطاقة التي يحملها الفوتون في هذه المنطقة ، ولكنها بالبديل تتناسب مع احتمال أن الفوتون سوف يشاهد في هذه المنطقة . إذا حاولنا أن « نمسك » به بواسطة خلية ضوئية . بالمثل يعاد تحليل الفيض المحسوب كلاسيكياً للإشعاع المار خلال ثقب في شاشة بأنه متناسب مع احتمال أن الفوتون يمكن الكشف عنه إذا ما وضعنا خلية ضوئية خلف الثقب مباشرة .

IV - إذا أمكن الكشف عن الفوتون (بخلية ضوئية) في أى مكان من الحيز فإن الطاقة التي تصل إلى المكشاف تكون دائماً مساوية للمقدار $\hbar\omega$. وحيث أن احتمال الكشف عن الفوتون يكون متناسباً مع مجموع مربعات السعات E و B فإننا نستخلص أن تكامل الطاقة الكلاسيكية على منطقة ما تساوى حاصل ضرب الطاقة المحمولة بالفوتون مع احتمال وجود الفوتون في هذه المنطقة . وعلى هذا ، فإذا حافظنا على أن يكون مصدر الضوء ثابتاً لفترة طويلة من الزمن بحيث ينبعث عدد كبير من الفوتونات ، فإن الطاقة المتوسطة التي يمكن ملاحظتها في منطقة ما تساوى بالفعل الطاقة المحسوبة كلاسيكياً في المنطقة .

٤٥ - لقد انحرفنا الآن عن أفكار النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . والفكرة الجديدة التي قدمناها هي التعليل الاحتمالي للكميات التي تعتمد على مربع سعات المجال الكهرمغناطيسى . ويمكننا أن نستمر في دراسة

انتشار الفوتونات في الحيز بدلالة معادلات ماكسويل ، ولكننا نمتلك الآن تعليلاً جديداً لكثافة الطاقة المحسوبة كلاسيكياً وافيض طاقة الإشعاع المحسوب كلاسيكياً . هذه الكميات يجب تفسيرها على أنها الكميات المتوسطة التي نشاهدها عند التعامل مع عدد كبير جداً من الفوتونات . وبالتالي فإن النظرية الكلاسيكية تبدو صحيحة في تجربة نقيس فيها فقط هذه المتوسطات بدون إجراء محاولة لرصد الفوتونات كل على حده . ومن ناحية أخرى ، يتضح على الفور قصور النظرية الكلاسيكية ، إذا كنا نشاهد بالفعل الفوتونات المفردة ، باستخدام خلية ضوئية .

٤٦ - دعنا نرى الآن كيف يمكننا أن نصف الحقائق المشاهدة في بعض الحالات التي لا يتبادر إليها الشك بدلالة أفكارنا الجديدة . لذلك نعتبر الحالة التي ناقشناها في بند ٣٦ حيث شاهدنا التأثير الكهروضوئي عند مسافات مختلفة من مصدر ضوء ثابت موضوع عند نقطة الإصل . ولنفرض أن المصدر أحادي اللون تقريباً ، وأنه يبعث في المتوسط N من الفوتونات لوحدة الزمن بتردد قدرة ω ، وأن الخلية الضوئية موضوعة عند مسافة ثابتة من المصدر ومتصلة بمسجل يمكننا من إحصاء عدد الفوتونات التي يتم الكشف عنها بالخلية .

اعتبر الآن أحد الفوتونات المنبعثة من المصدر . الذي يمكن اعتباره كزتل موجة ذات أجل محدود ، منتشرة في كل اتجاهات الحيز ، وتحمل طاقة كلية قدرها $\hbar\omega$. وعندما نحسب كلاسيكياً فيض الطاقة الكلي E_c الذي تحمله هذه الموجة إلى داخل الخلية الضوئية ، نجد أنه كسر معين $q = E_c/\hbar\omega$ من الطاقة الكلية المنبعثة إلا أنه بناء على تفسيرنا الجديد للكميات التي تتوقف تربيعياً على سعة الموجة ، تكون q في الحقيقة مساوية لاحتمال وجود الفوتون في الخلية الضوئية . (يمكننا للمهولة اعتبار أن خليتنا الضوئية ذات كفاءة عالية قدرها 100 بالمائة ، في مثل هذه الحالة فإن q تساوى احتمال أن يقطع العداد عند انبعاث فوتون من المصدر) .

لكل فوتون منبعث من المصدر لا يمكننا التنبؤ فيما إذا كان العداد سوف يقطع بالفعل أم لا ، ولكننا نستطيع القول بأن احتمال أن يحدث هذا هو q . فإذا ما قطع العداد فإن كمية الطاقة المنتقلة من المصدر إلى الخلية الضوئية تساوى $\hbar\omega$ وبناء على ذلك يكون على ذلك متوسط القدرة المنتقلة من المصدر إلى الخلية الضوئية ، عند الاحتفاظ بثبوت المصدر ، تساوى $W_{av} = qN\hbar\omega = NE_c$. هذه القدرة المتوسطة تكون على اتفاق مع التنبؤ الكلاسيكي .

الكمية E_c المحسوبة كلاسيكياً تكون بطبيعة الحال متناسبة مع $1/r^2$ ، حيث r هي المسافة من المصدر إلى الخلية الضوئية . وبالتالي فإن $q = E_c/\hbar\omega$ تكون أيضاً متناسبة مع $1/r^2$ ، وحيث أن معدل عد الخلية يساوى qN فإن معدل العد يتناسب عكسياً مع مربع المسافة ، مما يتفق مع مائشدهه بالفعل .

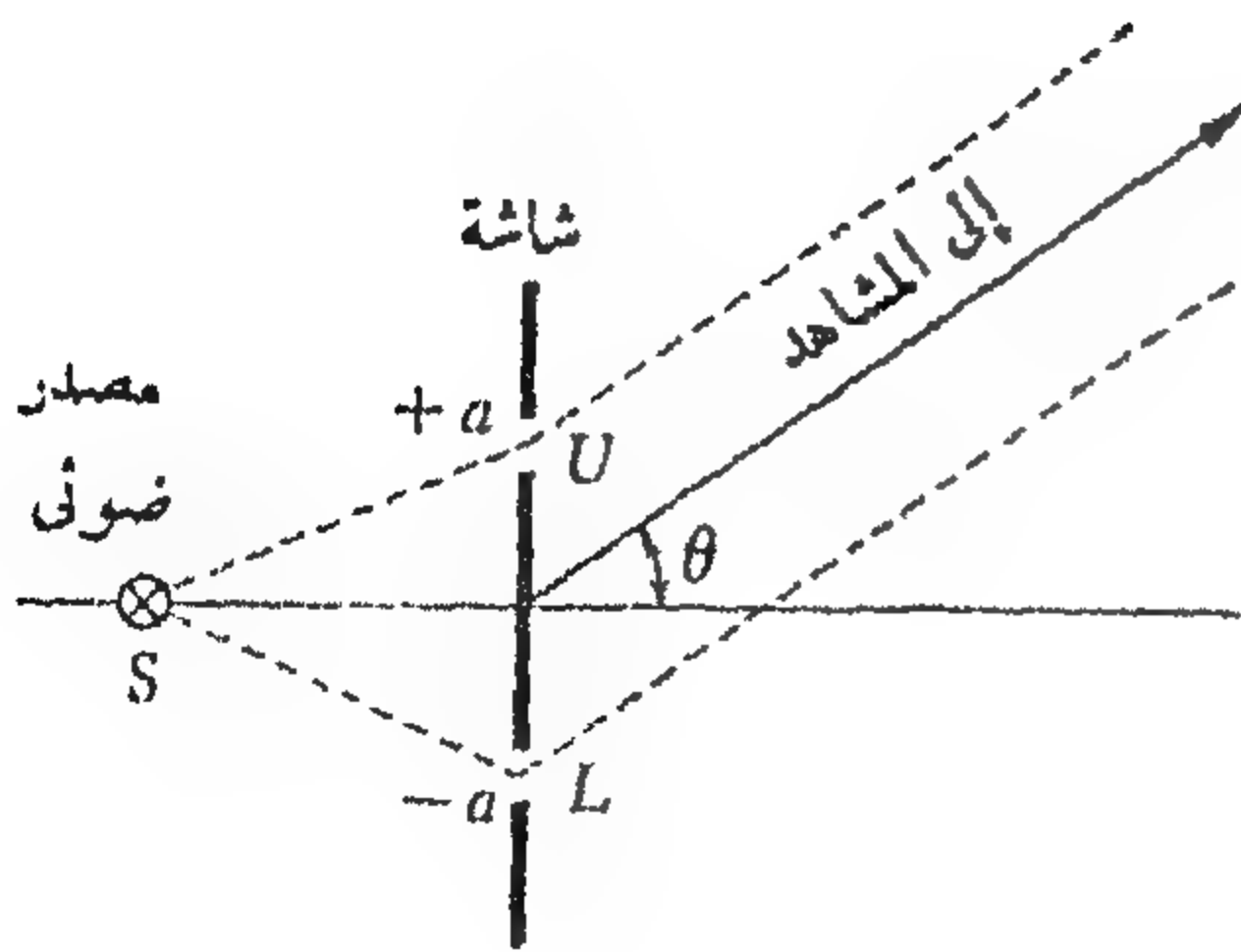
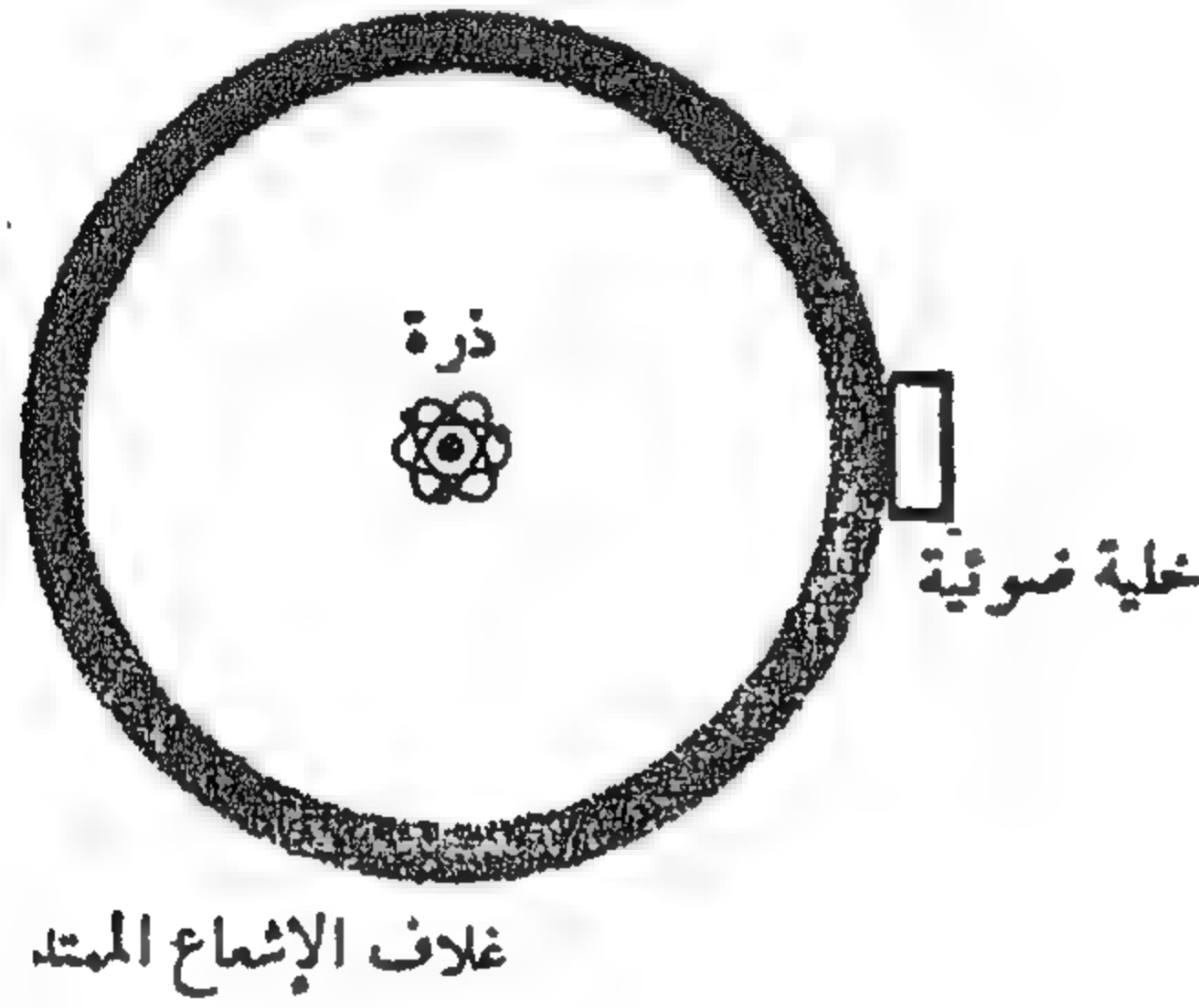
٤٧ - قد يشعر كثير من الناس بأن هناك شيئاً من التناقض الظاهري حول الأمور الموصوفة أعلاه . ودليلهم على ذلك هو مايلي : بفرض أن المسافة qN كبيرة جداً ولتكن سنة ضوئية واحدة .

فالفوتون - بعد أن يكون قد انبعث - ينتشر مثل غلاف كروي . وفي خلال الزمن الذي تستغرقه الموجة لكي تصل إلى الكشاف تكون الطاقة التي تحملها قد توزعت فوق منطقة كبيرة جداً في الحيز ، ولنقل مثلاً خلال غلاف كروي نصف قطره سنة ضوئية واحدة . كيف يتأتى عنده أن تصبح فجأة الكمية الكلية للطاقة

مركزة في داخل الخلية الضوئية في الحالة التي تسجل فيها الخلية بالفعل : ألا يستغرق هذا أكثر من عام لكي تصل الطاقة التي في الجانب البعيد للغلاف إلى الخلية ، وإلا فإننا نخالف المبدأ بأنه لا توجد إشارة يمكنها الانتقال بسرعة أكبر من سرعة الضوء .

أن الزيف في هذا النوع من التبرير يرجع إلى الاعتقاد في التعبير الكلاسيكي لكثافة الطاقة بدلالة المجالات الكهرومغناطيسية . يجب أن نتذكر أن الغرض الكلي من تقديم مفهوم المجال الكهرومغناطيسي في الفيزياء هو أن نصف التفاعلات بين الشحنات . وفي الجزء الثاني من سلسلة بيركلي ، تعلمنا أنه مفهوم مريح ، وتعلمنا أيضاً بأن من المريح أن نتصور في بعض الأحيان (في الحالات النمطية العيانية) أن الطاقة تتوزع في الحيز بكثافة تتناسب مع مربع سعة المجال . ولم تكن هناك مناقشة في الجزء الثاني لحقيقة فيزيائية تقول بأننا يجب أن نتقبل هذه الفكرة حرفياً . ونحن نعرف الآن بأن التعبير الكلاسيكي لكثافة الطاقة يشير إلى القيمة المتوسطة لكثافة الطاقة التي يمكن ملاحظتها لعدد كبير جداً من الفوتونات ولكنها لا تصف كثافة الطاقة المصاحبة لفوتون واحد .

السؤال الحقيقي هو هذا : ماهي القوانين التي تحكم انتقال الطاقة من ذرة في المصدر إلى الكترول في المكشاف ؟ هذا هو مانحن بصدد دراسته وقد اكتشفنا لتونا بعض ملامح هذه القوانين .



شكل ٧ : الذرة المهيمنة في المركز ، بثت ضوءاً منذ سنة واحدة ، وبناء على ذلك يكون نصف قطر الغلاف الكروي للإشعاع سنة ضوئية واحدة . أنه على وشك الوصول إلى الخلية الضوئية التي على اليمين . فإذا ما سبجت الخلية ، فإن الطاقة الكلية للموجة تكون قد تركزت فجأة في الخلية . كيف يكون هذا ممكناً ؟ كيف يمكن للطاقة من الجانب البعيد للغلاف أن تصل إلى الخلية الضوئية في زمن أقل من سنتين .

ويتضح « التناقض » إذا تجلبنا عن الفكرة الكلاسيكية بأن كثافة الطاقة تكون متناسبة مع مربع سعة المجال . فبناء على النظرية الكمية يكون انتقال الطاقة من الذرة إلى الخلية محكوماً بقانون احتمال ، ويجب تفسير مربع سعة المجال على أنها كثافة احتمالية .

٤٨ - دعنا نعد إلى تجربة الحيود التي ناقشناها في البنود ٣٢ - ٤٢ . وافرض أننا نشاهد الفوتون في أحد الاتجاهات θ بواسطة خلية ضوئية . وبواسطة ملاحظة معدل العد كدالة في θ (مع الاحتفاظ بثبوت المصدر) يمكننا مشاهدة نمط الحيود . افرض الآن أن العداد قد طُلق لتوه . سؤال : من خلال أية فتحة ورد هذا الفوتون ؟ جواب : لقد أتى من خلال الفتحتين : جزئياً خلال الفتحة U وجزئياً خلال الفتحة L .

هذه الإجابة متفقة تماماً مع نظريتنا البسيطة الواردة في بند ٤٤ أما إذا كان الجسم قيد البحث عبارة عن كرة من البلياردو التي تخضع لقوانين الميكانيكا الكلاسيكية فإن الإجابة تكون بمثابة صدمة . ولكن ، بما أننا ، على أى حال ، نتعامل مع فوتونات فليس هناك ما يشير الدهشة حول هذه الإجابة : أنها ببساطة تطابق ما يحدث بالفعل .

سؤال : هل من الممكن عمل ترتيب ما بحيث نستطيع أن نعرف من خلال أى الفتحات يأتي الفوتون ؟ إجابة : نعم وبسهولة متناهية . ببساطة نغطي الفتحة U ، وعندئذ نعرف أن كل الفوتونات التي تم الكشف عنها لابد وأن تكون قد أتت من خلال الفتحة L . إذا نحن فعلنا ذلك ، فإننا بالطبع لا نرى نموذج حيود الفتحتين ، ولكن فقط نموذج حيود الفتحة الواحدة . وهذا لا يجيب على سؤالنا الحقيقي ، هكذا يقول القارئ . ونحن نرغب في أن تؤدي هذه التجربة بمساعدة جهاز ما مبتكر بدون أن نحجب أيّاً من الفتحتين . ويقول آخر : نريد أن نحافظ على نموذج حيود الفتحتين تماماً بنفس الشكل الذي يكون عليه بدون ذلك الجهاز المبتكر ، ولكن يكون في استطاعتنا على الرغم من هذا أن نخبر من خلال أية فتحة يأتي كل فوتون تم إحصاءه . هل يمكن أن نفعل هذا ؟

افرض أن هذا كان ممكناً . في تلك الحالة فإننا أولاً نفعل ببساطة كل العدات التي جاءت فيها الفوتونات من الفتحة U ومن ثم نرسم نمط الحيود على أساس العدات الباقية ، التي تمثل الفوتونات التي أتت خلال الفتحة L . ماهو الشكل الذي يمكن أن يكون عليه هذا النموذج ؟ أنه قد يشبه نمط حيود الفتحة الواحدة ، لأننا قد احتطنا بأن « شيئاً لم يأت خلال الفتحة U » ، وكأن الفتحة U في تلك الحالة كانت مغلقة . بالمثل النموذج المحصل بناء على كل العدات المصاحبة للفوتونات التي أتت خلال الفتحة U يجب أن يكون نموذج حيود الفتحة الواحدة . في حين أن كل العدات المأخوذة سوياً قد تؤدي إلى نموذج مثل الذي تنبأنا به في بند ٤١ ، أى أن النموذج لا يكون نموذج حيود الفتحتين الذي نشاهده بالفعل . لأنه في التجربة التي نشاهد فيها نموذج حيود الفتحتين لا يمكننا أن نستدل من خلال أى الفتحات أتى الفوتون . فالنموذج يمكن أن ينشأ فقط إذا مرت الفوتونات جزئياً خلال كلتا الفتحتين ، وعلى هذا يكون نوعاً من اللغو أن نسأل من خلال أى من الفتحتين أتى الفوتون .

٤٩ - لقد تعلمنا الآن أشياء هامة كثيرة حول سلوك الفوتونات والنظرية البسيطة التي صغناها في بند ٤٤ هي الخطوة الأولى نحو صياغة نظرية ميكانيكية كمية للإشعاع الكهرومغناطيسي . بالطبع لا تمثل مناقشتنا في هذا البند القصة الكاملة للكهرديناميكا الكمية : فما زال هناك الكثير لتعلمه . هناك على وجه الخصوص الكثير مما يجب أن يقال حول العمليات التي تتضمن فوتونات كثيرة . وكان هدفنا من هذا الفصل ، على أى حال ، هو الوصول إلى صياغة ميكانيكية كمية أولية بسيطة بدالاتها نستطيع أن نصف معظم الحقائق الأساسية التي لها علاقة بالفوتونات . وهذا هو ما أوضحناه بالفعل . وجوهر نظريتنا هو أنه في حين أن سعة الموجة المصاحبة للفوتون يمكن مناقشتها من خلال النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية ، إلا أن كل الكميات التي تتوقف

تربيعاً على السمة يجب أن تفسر بدلالة الاحتمالات . والفوتون يمكن أن « ينقسم » بمفهوم أن الموجة يمكن أن تنقسم إلى اثنتين أو إلى عدة أجزاء باستخدام «رآة نصف مفضضة أو بأى وسيلة أخرى ، تماماً كما فى النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . إلا أن الفوتون أحادى اللون تقريباً لا يمكن أن « ينقسم » بمعنى أن نستطيع الكشف باستخدام الخلية الضوئية ، عن « الفوتون الكسرى » الذى يحمل فقط كسراً من الطاقة $h\nu$ حيث ν هى تردد الفوتون . هذه الأفكار تشكل خروجاً واضحاً على أفكار النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية وقد يكون من المبالغة على أى حال أن نقول بأن النظرية الكلاسيكية قد انقلبت رأساً على عقب . وإنما اكتشفنا مجرد قصور فى النظرية الكلاسيكية .

ونريد أن ننوه أنه لا يوجد هناك تناقض أو غموض على الإطلاق بالنسبة للحقائق التجريبية التى ناقشناها . بالطبع قد نشعر من حين لآخر بنوع من الحيرة أو البلبلة حول مانجده فى الطبيعة ، والسبب فى ذلك يرجع إلى أننا ننظر إلى الحقائق بمقول متحيزة . فنحن لدينا آراء حول ما يجب أن تكون عليه الأشياء ، وعندما لا تتحقق توقعاتنا نشعر عندئذ بعدم الرضا . يجب أن نتعلم على أى حال ، أن نتقبل الأشياء كما هى عليه ، ونحاول أن نجد أوصافاً بسيطة ومتوافقة للظواهر التى نشاهدها .

ويجب أن يفهم القارئ بوضوح بأن أفكارنا النظرية فى هذا الفصل مشتقة من الحقائق التجريبية . وأن نتائج فئة واحدة من التجارب لا تمكننا أبداً من أن نستنتج ، بشكل منطقي صرف ، ماذا يجب أن يحدث فى فئة أخرى مختلفة من التجارب . قد نكون منقادين إلى أن نحس أو أن نتكهن ، ولكن هذا شيء آخر . ليس هناك سبب فى العالم يبرر ضرورة أن تكون الأشياء بالطريقة التى وصفناها بها فى هذا الفصل . فقد كان من الممكن أن توجد أيضاً حالة الفوتونات الكسرية أو أن يتغير بالفعل سلوك نمط الحيود عندما تقل شدة الضوء .

٥٥ - نحن نختم هذا الفصل بأن نحث القارئ على التفكير فى القيمة النظرية الجديرة بالملاحظة « لطاغم الضوء » الذى يحتوى على بعض الخلايا الضوئية ، والمزودة بدوائر العد الألكترونية ، محزوز الحيود ، مصادر ضوء أحادية اللون ، وبعض الأجهزة الضوئية القياسية الأخرى . فبمثل هذا الطاقم يمكن أن نتعلم قدراً هائلاً عن الفيزياء الأساسية . وباعتبار النسبة العالية لقيمتة التعليمية إلى قيمته المادية يعتبر طاقم الضوء منفرداً تماماً بين أجهزة الفيزياء التجريبية .

مراجع لدراسة اضافية

١ - فئة المطبوعات التى تم نشرها بواسطة معهد الفيزياء الأمريكى

American Institute of Physics, 335, East 45 th Street New York, N.Y

تحت عنوان : ملامح إحصائية و كمية للضوء *Quantum and Statistical Aspects of Light* و كما يشير العنوان ، فهذه البحوث تعالج الخواص المختلفة للفوتونات ، وقد يجد القارئ بعضها مشوقاً . كما تتضمن مسحاً قصيراً للأعمال المنشورة .

٢ - نحن نشير مرة أخرى إلى مجموعة كتب عالم الذرة ، أعد للنشر

H. A. Boorse and L. Motz Vols I and II (Basic Books, Inc, New York 1966)

مع ترجمات وإعادة طبع كثير من البحوث المبكرة ذات الصلة بمادة موضوع هذا الفصل (مع تعليقات الناشر) .

٣ - الموضوعات التالية في *Scientific American* يمكن قراءتها بكاملها عند هذه المرحلة من مناقشتنا :

(أ) G. E. Henry : «Radiation Pressure», June 1957, p. 99.

(ب) W. H. Jordan : «Radiation From a Reactor», Oct. 1951, p. 54 (discusses the Cerenkov radiation).

(ج) G. Burbidge and F. Hoyle : «Anti-Matter», April 1958, p. 34.

(د) G. B. Collins : «Scintillation Counters», Nov., 1953, p. 36.

مسائل

١ - ذرة أو نواة ، كتلتها M_i تفصحل بانبعث فوتون ، فتكون كتلتها النهائية بعدد انبعث الفوتون هي M_f . وقد شوهد الفوتون في إطار القصور الذي تكون فيه الذرة ساكنة في البداية : بفرض أن تردد الفوتون هو ω . وبفرض أن التردد معرفة بالعلاقة $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/h$ بين أن

$$\omega = \frac{(M_i + M_f)}{2M_i} \omega_0 = \omega_0 \left[1 - \frac{\omega_0 h}{2M_i c^2} \right]$$

(ب) احسب $(\omega_0 - \omega)/\omega$ لخط العيف الأصفر المنبعث من الصوديوم ، بالمثل احسب $(\omega_0 - \omega)/\omega$ لشعاع جاما المنبعث من نظير hafnium ^{177}Hf بطاقة قدرها 113 keV .

الصفة السابقة تصف تأثير الارتداد عند انبعث فوتون ، وكما ترى ، يكون تردد الفوتون المنبعث أقل (في إطار سكون الباعث) من التردد ω_0 للفوتون المنبعث عندما تكون M_f لانهاية . وهذا التأثير يكون صغيراً جداً في حالة الفوتونات الضوئية المنبعثة بواسطة الذرات .

٢ - اعتبر عكس العملية التي نوقشت في المسألة ١ . ذرة أو نواة كتلتها M_f ساكنة في البداية في إطار الإسناد المعمل . تمتص فوتوناً تردده ω لتصبح الكتلة النهائية للذرة (أو النواة) M_i . افترض مرة أخرى أن $\omega_0 = (M_i - M_f)c^2/h$. اشتق علاقة بين ω ، ω_0 ، M_i و M_f . لاحظ أن التردد ω يكون قريباً جداً من التردد ω_0 في حالة التغيرات الصغيرة نسبياً في الكتلة .

٣ - على أساس النتائج المعطاة في الرسم البياني في شكل ٢٣ أ ، عين h/e إلى درجة الدقة التي يسمع بها دقة الرسم (اعتبر سرعة الضوء كما هي معروفة) .

٤ - اختر منحنيات كومبتون في شكل ٢٠ أ . المحور السيني متناسب تقريباً مع الطول الموجي . باستخدام النتائج التي في الرسم البياني الثالث ، حاول أن تتنبأ بالنهايات العظمى المزاحة في الأشكال الثاني والرابع ، وقارن تنبؤك مع المنحنيات الفعلية .

٥ - اختر الرسوم البيانية في شكل ١٦ أ . لاحظ أن المحور السيني معبر عنه بطريقتين مختلفتين ، كسرعة و تردد . وطاقة شعاع جاما المنبعث من نواة Fe^{57} المثارة هي 14.4 keV . بمعلومية هذا ، هل يمكنك أن تربط بين السرعة والتردد في المقياسين المبينين على الرسم البياني ؟

٦ - إذا فكرنا في الرسوم البيانية التي في شكل ١٦ أ ، فإننا نلاحظ سمة بارزة : وهي غياب تأثير الارتداد الذي ناقشناه في المسألة رقم 2 . هذه الظاهرة معروفة بتأثير موسبور Mossbauer تكريماً له على اكتشافها⁺ . هل يمكنك أن تجد تفسيراً ما لهذه الظاهرة ؟ بعد أن تكون قد فكرت في هذا التفسير يمكنك أن تلقى نظرة على البحوث المنشورة : فهذه الظاهرة جديرة بالاهتمام .

٧ - تستطير أشعة جاما ذات الطول الموجي 0.710 \AA في سريحة رقيقة من الألومنيوم . وقد شوهد الإشعاع المستطير عند زاوية 60° مع اتجاه السقوط . ماهي الأطوال الموجية التي تتوقع أن تراها ؟

٨ - افرض أن زوجاً من الإلكترون - بوزيترون يفنى إلى ثلاثة من أشعة جاما . إذا شاهدنا واحداً من هذه الأشعة في إطار سكون زوج الإلكترون - بوزيترون (نحن نفترض أن الفناء يحدث عندما يكون الإلكترون والبوزيترون تقريباً ساكنين) : ماهي الطاقات المحتملة للفوتون ؟

٩ - تسقط فوتونات عمودية على المستوى الذي يفصل مادة عازلة منتظمة ذات معامل انكسار n عن حيز الفراغ . بفرض أن الفوتونات ذات التردد ω تدخل من ناحية حيز الفراغ :

- (أ) ماهو تردد ، وطاقة الفوتون في داخل المادة العازلة .
- (ب) هل يمكن أن يكون للفوتون كمية سرعة داخل المادة العازلة ؟
- (ج) إذا كان هذا ممكناً ، أوجد صيغة رياضية لكمية الحركة هذه . كيف يكون ارتباط كمية الحركة بالطول الموجي ، وماهو الطول الموجي في داخل المادة العازلة .

١٠ - الجسم المشحون الذي يتحرك في الفراغ بسرعة منتظمة لا يمكنه أن يشع إشعاعاً كهرومغناطيسياً (فوتونات) : لأن قوانين حفظ الطاقة وكمية الحركة تمنعه من ذلك . يبحث فيما إذا كان الجسم المشحون الذي يتحرك داخل مادة عازلة بسرعة منتظمة أكبر من سرعة الضوء في الوسط يمكنه أن يبعث فوتونات . لقد تبين أن هذا ممكن ، ويعرف الإشعاع على أنه إشعاع شيرينكوف Cerenkov . (نحن نهتمون هنا بتوازن الطاقة وكمية الحركة وليس بتفاصيل الآلية المسؤولة عن الانبعاث) . تنطلق الفوتونات المنبعثة عند زاوية معينة بالنسبة لاتجاه حركة الجسم المشحون . أوجد هذه الزاوية بفرض أن معامل الانكسار هو 1.5 ، الجسم المشحون هو بليون طاقته 5 BeV ويكون الفوتون المنبعث في المنطقة الضوئية . وقد أصبحت كواشف الجسيمات المشحونة التي تتفصح فيها ظاهرة إشعاع شيرينكوف شائعة الاستخدام في فيزياء الطاقة العالية . كتلة البليون هي 140 MeV .

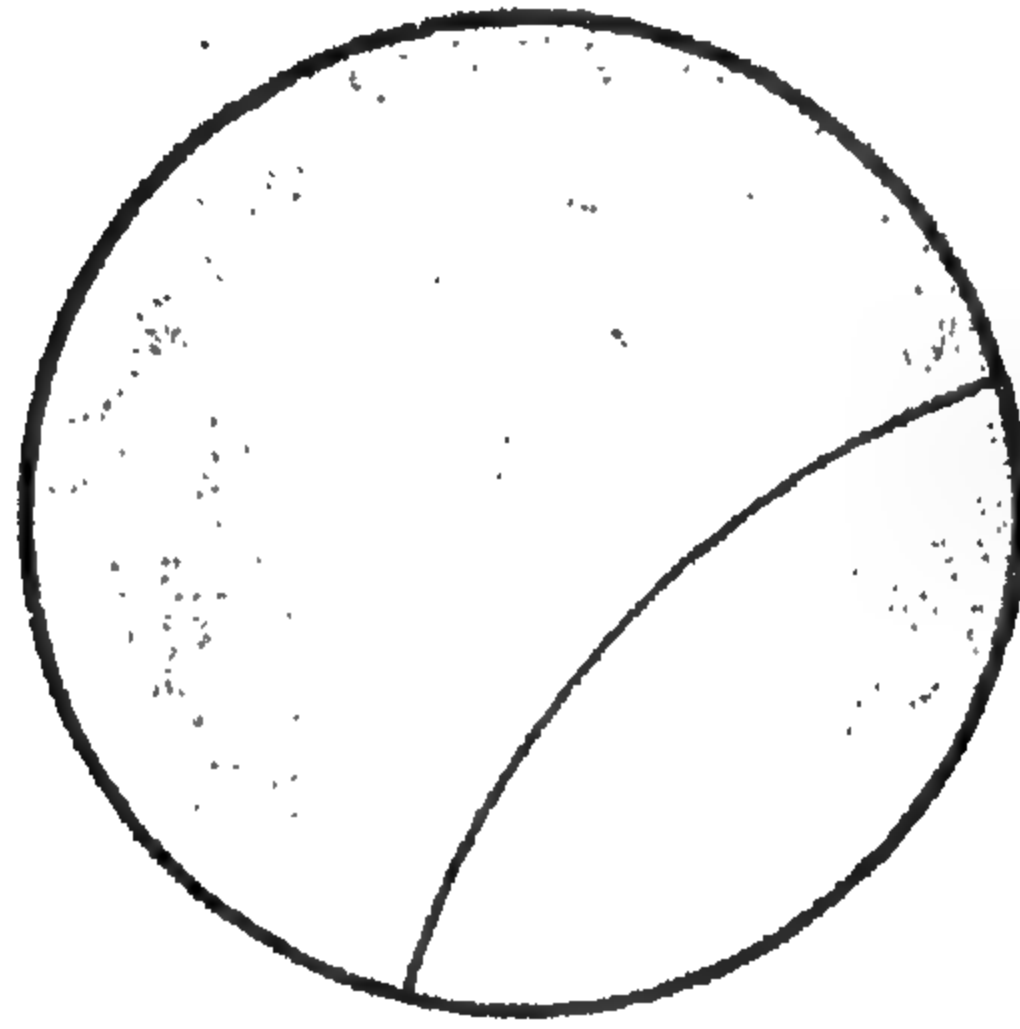
١١ - (أ) عندما يتحرك جسيم مشحون في مستوى عمودي على مجال مغناطيسي منتظم فإن مساره يكون ، قوساً من دائرة . بفرض أن الجسيم يحمل شحنة واحدة أولية ، بين أن كمية الحركة للجسيم تكون متناسبة مع الكمية Br ، حيث B هي مقدار المجال ، r هو نصف قطر المسار . أوجد عامل التحويل الذي يعطى كمية الحركة بوحدات MeV/c إذا كانت الكمية Br معطاة بدلالة gauss-cm . (c هنا هي سرعة الضوء) .

⁺ R. L. Mössbauer, "Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in Ir^{191} ," *Zeitschrift für Physik* 151, 124 (1958). A translation of this article, and reprints of other articles on the same subject can be found in *The Mössbauer Effect*, edited by H. Frauenfelder (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1962).

(ب) عند تحليل صورة غرفه السحابة (أنظر شكل ٢٦ أ) عين أندرسون طاقة البوزيترون من معرفة قيمة المجال المغناطيسي والانحناء المشاهد للآثار . وقد عبر عن كيات الحركة في جزيء المسار بالكيات $Br = 2.1 \times 10^5 \text{ gauss-cm}$ و $Br = 7.5 \times 10^4 \text{ gauss-am}$ بين أن هذا يناظر الطاقات 23 MeV و 63 MeV .

(ج) هل يمكن تعيين إشارة الشحنة ، اتجاه حركة الجسم من صورة مثل صورة غرفة السحابة المزيفة الموضحة بهذه الصفحة ؟ كيف عرف أندرسون (أنظر شكل ٢٦ أ) بأن الجسم هو بوزيترون وليس إلكترون متحرك في الاتجاه المضاد ؟

(د) في شكل ٢٦ أ يكون اتجاه المجال المغناطيسي عمودياً على مستوى الصفحة . هل يشير اتجاه المجال إلى داخل الصفحة أم إلى خارج الصفحة ؟
أنظر بحث أندرسون [*Phgs. Rev* 43, 491 (1933)] للاطلاع على تلك الدلائل التي على أساسها استبعد أندرسون احتمال أن يكون بالصورة أثر للبروتون .



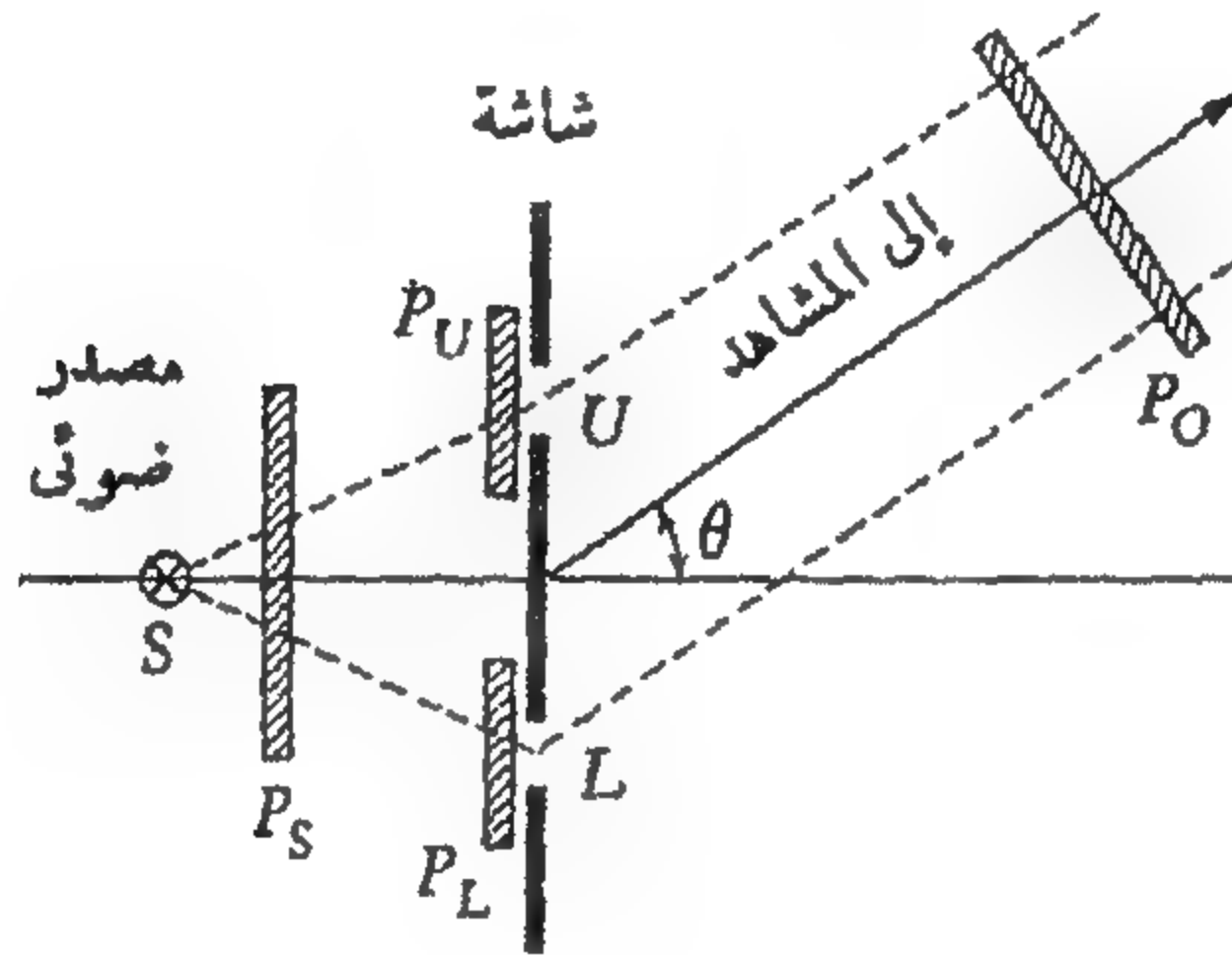
صورة غرفة السحابة المزيفة تبين أثر الجسم المشحون في مجال مغناطيسي يشير إلى خارج مستوى الشكل (هذا الشكل يتبع المسألة رقم ١١ في هذه الصفحة)

هل هذا أثر البوزيترون ، وإذا كان ، في أي اتجاه يكون مساره ؟
أم أن هذا أثر إلكترون يتحرك في الاتجاه المضاد ؟
كيف عرف أندرسون بأن هذه الصورة (أنظر شكل ٢٦ أ) توضح أثر البوزيترون وليس أثر الإلكترون ؟

١٢ - بفرض أننا أجرينا تعديلاً لتجربة الحيود ذات الفتحتين التي ناقشناها في بنود ٣٩ - ٤٢ (أنظر إلى الشكل المبين في هذه الصفحة) . وذلك بوضع مرشحات استقطاب أمام الفتحات وأمام مصدر الضوء وأمام المشاهد . المطلوب هو أن تجد صيغاً للشدة . مشابهة للمعادلة (٤٠ ج) لتجمعات مختلفة من المرشحات بفرض أن مصدر الضوء نفسه يبعث ضوءاً غير مستقطب ، وأن الفتحات غير حساسة لحالة الاستقطاب . اعتبر الحالات التالية

P_O	P_L	P_U	P_S
غائب	أفق	غائب	غائب
غائب	رأسى	أفق	غائب
دائرى	رأسى	أفق	دائرى
دائرى	أفق	أفق	دائرى
غائب	رأسى	أفق	دائرى

فى الجدول الأعلى يشير كلمة « أفق » إلى المرشح الذى يسمح بمرور الضوء المستقطب فى الاتجاه الأفقى ، و « رأسى » تشير إلى المرشح الذى يسمح فقط بمرور الضوء المستقطب رأسياً ، و « دائرى » تشير إلى المرشح الذى يسمح بمرور الضوء المستقطب دائرياً إلى اليسار .



تعديراً لشكل ٣٩ أ حيث وضعت مرشحات كما يلى : P_S أمام المصدر ، P_U و P_L أمام الفتحات العليا والسفلى و P_O أمام المشاهد .
 هذا الشكل خاص بالمسألة رقم ١٢ فى هذه الصفحة . أى نوع من الهدب سوف ترى ، لاختيارات مختلفة من المرشحات ؟



الفصل الخامس

الجسيمات المادية

٢٣٥	موجات دي بروي	البند من ١ إلى ١٥
٢٤٤	نظرية الجيوم لتركيب دوري	١٦ إلى ٢٢
٢٥٤	لا يوجد غير ثابت بلانك واحد	٢٣ إلى ٢٧
٢٥٨	هل يمكن للموجات المادية أن تنشط ؟	٢٨ إلى ٣٥
٢٦٣	المعادلة الموحدة ومبدأ التراكب	٣٦ إلى ٤٦
٢٦٨	موضوع متقدم : حيز الاتجاهات للحالات الفيزيائية	٤٧ إلى ٥٤
٢٧٤	مراجع لدراسة إضافية	
٢٧٥	مسائل	

الفصل الخامس

الجسيمات المادية

موجات دي برولى

١ - سوف ندرس في هذا الفصل خواص الجسيمات المادية ، ونعني تلك الجسيمات التي لها كتل سكون مختلفة عن الصفر ، مثل الألكترونات ، البروتونات ، النيوترونات ، الميزونات ، الجزيئات ، الخ .

إنها حقيقة تجريبية بسيطة أن الجسيمات المادية ذات خواص موجية . هذه الحقيقة معروفة في وقتنا الراهن ليس فقط لهؤلاء الذين تخصصوا أساساً في العلوم الفيزيائية وإنما يعرفها كذلك كثيرون غيرهم . ومع ذلك يجب أن نتذكر ، بأن الطبيعة الموجية لجسيم مثل الألكترون قد اعتبرت في وقت ما شيئاً يدعو إلى العجب . ويرجع السبب في ذلك ببساطة إلى أن الفيزيائيين كانوا قد اعتادوا على التفكير في الألكترون كجسيم كلاسيكي . وتتضمن التجارب المبكرة عن الألكترون مثل هذا النمط من التفكير ، فقبل عام ١٩٢٧ لم يتم أحد بإجراء تجارب تقضح فيها تماماً الخواص الموجية للألكترون . ومن المحتمل أن يكون القارئ قد أحيط علماً في مقرر فيزياء المرحلة الثانوية* ببعض التجارب التي تؤكد الطبيعة الموجية للألكترون ، وسوف نستطرد في مناقشة هذه التجارب في هذا الفصل .

لقد تم اكتشاف الخواص الموجية أولاً بالنسبة للفوتونات ، ثم تم اكتشاف خواصها الجسيمية فيما بعد ، أما بالنسبة للألكترونات فقد انعكس هذا الترتيب . وبسبب هذا التتابع التاريخي للأحداث** يميل عامة الناس إلى الاعتقاد بأن الضوء يتكون من موجات ، وبأن الألكترونات عبارة عن جسيمات . هذه صورة غير كاملة وبلاشك ، سوف يصبح معروفاً بشكل أكثر انتشاراً جداً في المستقبل بأن الفوتونات ، والألكترونات وفي الواقع كل الجسيمات ، متشابهة جداً بمعنى أن لها جميعاً بعض الخواص الجسيمية وبعض الخواص الموجية .

٢ - قد يكون من المثير أن نقتنى أثر الموجات المادية من حيث التنبؤ بها واكتشافها لأن هذا كان تقدماً هاماً في معرفتنا بالفيزياء . وسوف تتبع معالجة شبه - تاريخية في الجزء الأول من هذا الفصل ، وعلى القارئ أن يتناسى مؤقتاً ما تعلمه في المدرسة الثانوية عن موجات المادة . دعنا نتصور أننا رجعنا في الزمن إلى فترة ما حول عام ١٩٢٣ . ، في ذلك الوقت كان المعروف عن الألكترون كجسيم كلاسيكي قليلاً جداً ، ولم يكن هناك شيء معروف عن خواصه الموجية في حين أن بعض الخواص الجسيمية للفوتون كانت معروفة .

(*) أنظر على سبيل المثال PSSC, "Physics" (D. C. Heath and Company, Boston, 1965), Part IV

(**) يعتقد المؤلف بأن الترتيب التاريخي للاكتشاف يمكن فهمه من الناحية النظرية ، بناء على صغر

ثابت التركيب الدقيق α .

دعنا نلعب لعبة الدعوة إلى اكتشاف الحقيقة والتي فيها نسأل عما إذا كان جسيم مادي مثل الإلكترون يمكن أن يكون له بعض الخواص الموجية . ولكي نجد إجابة علينا أن نلجأ للتجارب ، ولكن قبل أن نفعل ذلك علينا أن نحاول معالجة بعض الأفكار النظرية أولاً لنرى ما يمكن لنا أن نتوقعه .

٣ - لعل إرفاق موجة بجسيم يبدو كتصرف لا مبرر له ، ونحن بالتأكيد لا ندعى أننا نستطيع أن نثبت بطريقة منطقية أن مثل هذه الموجة يجب أن توجد . إلا أن هناك تشابهاً مع الضوء يمكننا أن نوضحه . افترض أن لدينا أداة ضوئية ، يمر الضوء خلالها ، من المعروف أننا نستطيع من ناحية المبدأ أن نصف هذه الأداة بواسطة حل معادلات ماكسويل آخذين في الاعتبار شروط الحافة الملائمة ، فإذا ما فعلنا هذا أمكننا أن نصف انتشار الموجات من مصدر الضوء إلى صورة المصدر . غير أن هناك طريقة أبسط لمناقشة الأدوات الضوئية ، وهي طريقة شعاع الضوء ، إذ يمكننا أن نبين بناء على المعادلات الموجية الثابتة ، أن هذه الطريقة تعطى حلاً تقريبياً . فنحن نقطن أثر مرور شعاع الضوء خلال الأداة على اعتبار أن هذا الشعاع هو مسار الفوتون . ولكن كيف يرتبط الشعاع بالموجات ؟ الشعاع يكون عند كل نقطة عمودياً على مصدر الموجة ، وتظهر الموجة في كل منطقة صغيرة عن الحيز وكأنها موجة مستوية تقريباً ، ويكون شعاع الضوء المار خلال هذه المنطقة عمودياً على المستويات ذات الطور الثابت . وهنا يكون لدينا مشاركة بين الجسيم والموجة ، أن هذه هي صورة الضوء الذي نحاول أن نوضحها من أجل أن نصيغ نظرية موجية مشابهة للجسيمات المادية .

لقد وضعت مثل هذه الأفكار أولاً بواسطة ل . ف . دي بروي (L.V de Broglie) حوالي عام ١٩٢٣* . ونحن نبدي مزيداً من الإعجاب للشجاعة العلمية التي أبدتها دي - بروي لتقديمه فكرة جديدة من هذا النوع .

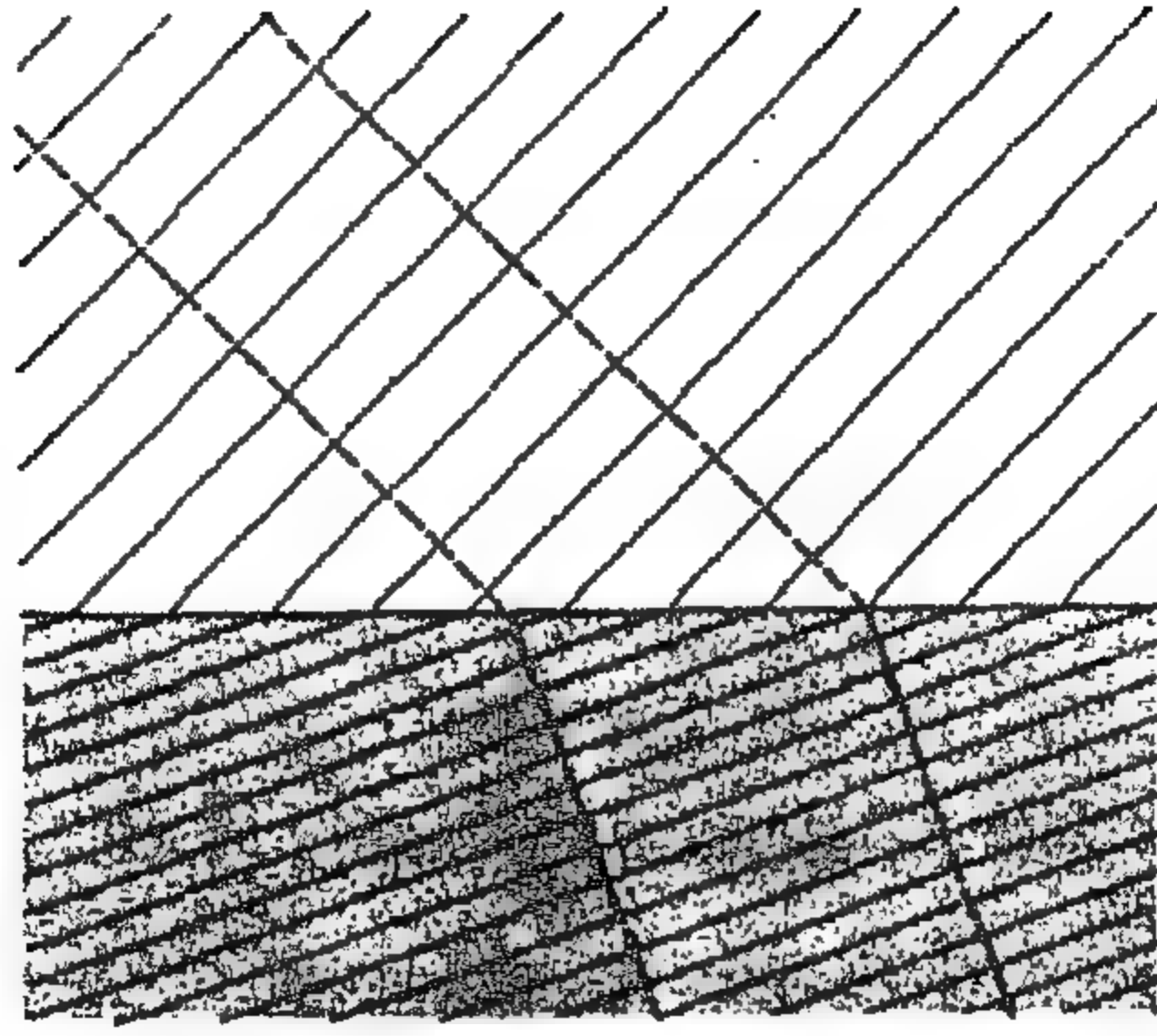
٤ - دعنا نتبع آثار دي بروي ونفرض ، بهدف التجريب النظري ، وجود موجة مرافقة لكل جسيم متحرك ، ولنفترض أن الجسيم يتحرك في غياب أي قوى خارجية ، في مثل هذه الحالة تكون الحركة منتظمة . ولتكن طاقة الجسيم هي E ، وكمية حركته هي p ، وكتلته هي m .

إذا كانت هناك موجة مرافقة للجسيم الذي يتحرك بهذه الطريقة فإننا نتوقع أن تكون هذه الموجة متحركة في نفس اتجاه حركة الجسيم . يمكن أن تمثل الموجة بالدالة الموجية المركبة

$$\psi(x,t) = A \exp (ix \cdot k - i\omega t) \quad (1)$$

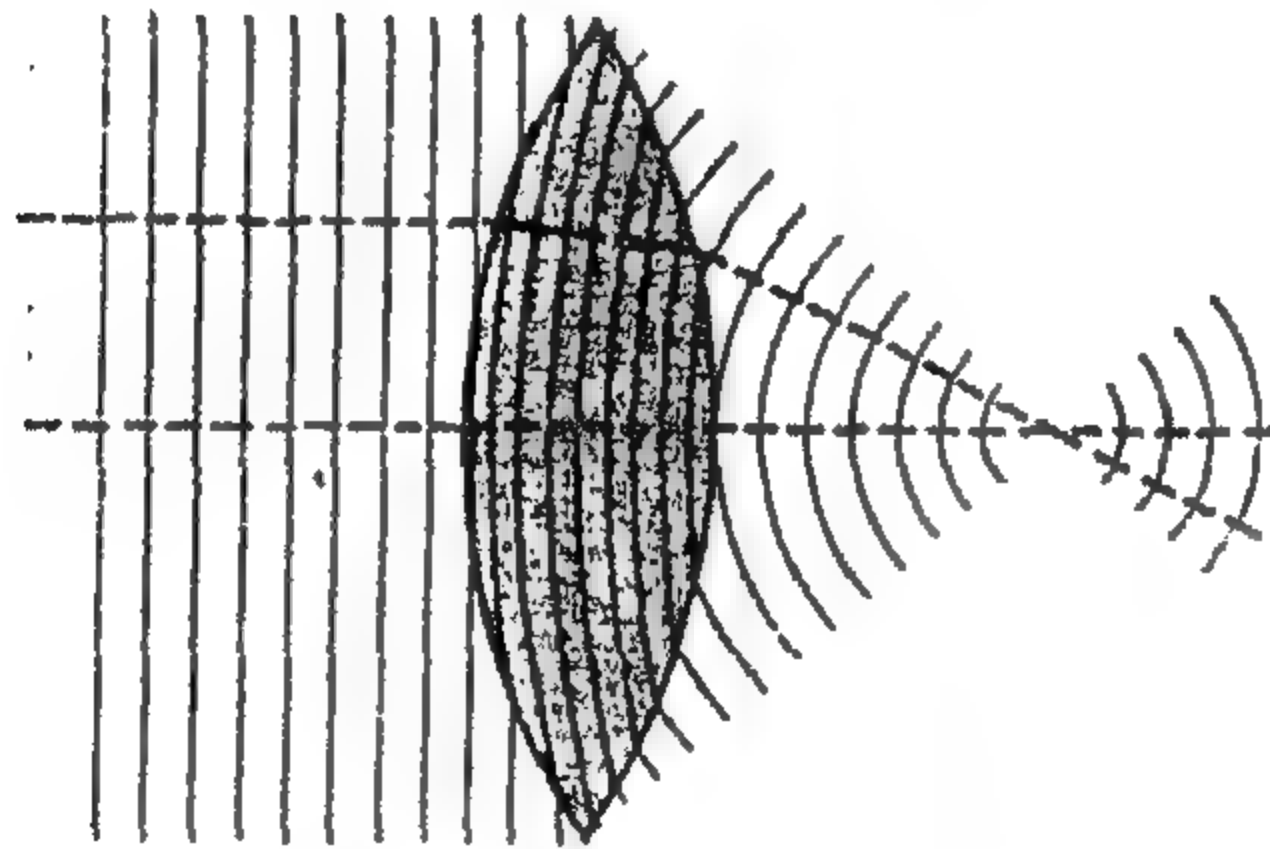
حيث A هو ثابت السعة للموجة ، k هو المتجه الموجي و ω هو التردد . والمسألة هي أن نحاول أن نتنبأ بنوع الارتباط بين k و ω المميزان للموجة من جهة والمتغيرات p ، E و m المميزة للجسيم من جهة أخرى .

L. V. de Broglie, "Ondes et quanta," *Comptes Rendus* 177, 507 (1923); "A tentative theory of light quanta," *Philosophical Magazine* 47, 446 (1924); "Recherches sur la théorie des quanta," *Annales de Physique* 3, 22 (1925).



شكل ٣ أ إنكسار موجة مستوية عند السطح الفاصل بين وسطين لها معاملان انكسار مختلفان . صدور الموجة ، أى ، السطوح ذات الطور الثابت عبارة عن مستويات فى هذه الحالة وهى ممثلة فى الشكل بمجموعات الخطوط الرفيعة ، أما الأشعة المتعامدة مع صدور الموجة فترسومة بخطوط منقوطة . ويمكن اعتبار هذه الخطوط كسارات للفوتونات . كل عائلة من صدور الموجة تناظرها فئة من المسارات التى يبين منها المساران الموضحان .

فى الواقع تنعكس أيضاً الموجة جزئياً . إلا أن هذا غير موضح بالشكل حتى لا تفسد جماله .



شكل ٣ ب هذا الشكل مشابه لشكل ٣ أ والمقصود به توضيح المناقشة الواردة فى بند ٣ . صدور الموجة موضحة فى حالة سقوط موجة مستوية على عدسة من ناحية اليسار . كما تم رسم شعاعين أو مسارين للفوتون لاحظ أنهما يتقاطعان عند البؤرة . ومرة أخرى تناظر فئة من المسارات لمجموعة صدور الموجة .

بالفحص الدقيق نجد بعض العيوب فى الشكل ، وهذه العيوب ليست ناتجة عن خطأ فى إعداد الرسم التخطيطى ، ولكنها تعكس حقيقة أن العدسة المثالية ليس لها وجود . فالشكل صحيح تماماً فيما عدا المنطقة المحورية ، أى ، المجاورة مباشرة للمحور . بالطبع نحدث أيضاً انعكاسات عند سطوح الانفصال المختلفة ، ولكنها غير موضحة بالشكل .



لويس فيكتور دى برولى (Louis Victor de Broglie) . ولد عام ١٨٩٢ فى ديبى ، بفرنسا . وقد درس التاريخ فى البداية ، ولكنه تحول فيما بعد إلى دراسة الفيزياء . وقد حصل على درجة الدكتوراة من جامعة باريس ١٩٢٤ . ومنذ ذلك التاريخ وهو يشغل مناصب فى السوربون ، وفى معهد هنرى بوانكاريه (Henri Poincaré) . وفى جامعة باريس وقد تسلم جائزة نوبل عام ١٩٢٩ .

كان عنوان رسالة دى برولى للدكتوراة هو « بحث فى نظرية الكم »
وهى تحتوى على جوهر الأفكار المتعلقة بموجات المادة .
(صورة فوتوغرافية بالإذن من (Physics Today)

الموجة الموصوفة بالدالة الموجية $\psi(x, t)$ هى موجة مستوية : وترتبط المستويات ذات الطور الثابت بالعلاقة : $(x \cdot k - \omega t) = \text{constant}$ ، وتنتشر هذه المستويات ومن ثم الموجة بسرعة الطور .

$$v_f = \frac{\omega k}{k^2} \quad (٤ ب)$$

ربما نرغب فى البداية أن نساوى سرعة الطور v_f بسرعة الجسم ، $V = pc^2/E$ ولكن إذا ما تريثنا أوجدنا أن سرعة المجموعة هى التى تساوى سرعة الجسم . فسرعة المجموعة هى السرعة التى بها إشارة أو كمية من الطاقة فى الحيز . وقد يكون من الصواب أن نفكر فى الجسم على أنه كتلة من الطاقة .

٥ - في الجزء الثالث من سلسلة بير كل^{*} اشتقنا تعبيراً لسرعة المجموعة v لحزمة موجية ، وهو

$$\frac{1}{v} = \frac{dk}{d\omega} \quad \text{or} \quad v = \frac{d\omega}{dk} \quad (١٥)$$

وقد أوردنا الدليل على أن سرعة المجموعة يجب أن تكون سرعة الجسم . ولكي نستطرد أكثر من هذا يجب علينا أن نتنبأ عن كيفية اعتماد التردد ω على p و E . دعنا نتنبأ بأن العلاقة $E = \hbar\omega$ التي تتحقق في حالة الفوتونات ، تتحقق أيضاً بالنسبة للجسيمات المادية ، على هذا نجد أن

$$\hbar\omega = E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٥ ب)$$

بإدخال هذه العلاقة في المعادلة الثانية (٥ أ) وإعادة الترتيب نحصل على

$$\frac{dk}{dv} = \frac{1}{v} \frac{d\omega}{dv} = \left(\frac{m}{\hbar} \right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-3/2} \quad (٥ ج)$$

بإجراء تكامل هذه المعادلة ، مع افتراض أن $k = 0$ إذا كانت $v = 0$ نحصل على

$$\hbar k = \frac{mv}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = p \quad (٥ د)$$

أو بدلالة المتجهات ،

$$\hbar \mathbf{k} = \mathbf{p} \quad (٥ هـ)$$

هذه هي العلاقة التي اقترحها دي بروي .

٦ - من أجل الوصول إلى اشتقاق المعادلة $\hbar k = p$ أوردنا افتراضاً مبهماً إلى حد ما وهو ما عبرنا عنه بالطرف الأيسر في المعادلة (٥ ب) . وقد نتساءل فيما إذا كان باستطاعتنا الحصول على نفس النتيجة باستخدام فرض أقل تشدداً مرتبط بشروط اللاتغير النسبي . دعنا نوضح هذه الإمكانية وفي نفس الوقت نمنع أنفسنا بأن المعادلات (٥ ب) ، (٥ د) متوافقة مع النظرية النسبية الخاصة .

قبل كل شيء يجب أن نبحث عن كيفية تحويل k و ω باستخدام تحويلات لورنتز . افترض أن الموجة توصف بدالة الموجة $\psi(x, t)$. كما هي معرفة بالمعادلة (٥ أ) في إطار إسناد بدون شرطة . نفس الموجة توصف في إطار ذي شرطة ، متحرك بسرعة v بالنسبة للأطار بدون شرطة ، بدالة الموجة

$$\psi'(x', t') = A' \exp (ix' \cdot k' - i\omega' t') \quad (١٦)$$

حيث A' هو ثابت السعة الذي قد يساوى أو لا يساوى A .

دعنا نفترض بأن الإطار ذا الشرطة هو إطار السكون للجسيم ، يكون لدينا في هذا الإطار $E' = mc^2$ و $p' = 0$ ، $k' = 0$ دعنا بالإضافة إلى ذلك نفترض بأن العلاقة (ه ب) صحيحة في إطار السكون (وربما لا تكون كذلك في أى إطار آخر) ، بموجب هذا الفرض نحصل على $\omega' = mc^2/\hbar$

٧ - يعطى طور الموجى في إطار إسناد واحد بالتعبير $(x \cdot k - \omega t)$ ، ونحن نفترض بأن هذه الكمية غير متغيرة : فإذا كان للطور قيمة معينة عند النقطة x' وعند الزمن t' في الأطار ذى الشرطة ، فإن الطور يجب أن يكون له نفس القيمة عند النقطة المناظرة x وعند الزمن t في الأطار بدون شرطة . ونحن نعرز هذا إلى الطبيعة الدورية للموجة . فإذا كان طوراً حدثين في الحيز والزمن مختلفين بمضاعفات صحيحة للقيمة 2π في أحد إطارات الإسناد ، فإن أطوال نفس الموجة يجب أن تختلف بنفس المضاعفات الصحيحة في كل إطارات الإسناد . من هذا ينتج أن الأطوار في الأطار ذى الشرط والإطار بدون شرط يمكن في الغالب أن يختلفا بمقدار ثابت ، ويمكن لهذا الثابت أن يدخل في النسبة A/A' ، في هذه الحالة يكون الطور غير متغير ، كما افترضنا . باستخدام هذا الفرض ، وباختيار الأطار ذى الشرطة كإطار سكون للجسيم ، نحصل على

$$x \cdot k - \omega t = -\omega' t' = -\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) t' \quad (١٧)$$

يمكن التعبير عن الكمية t' بدلالة كل x و t ، والسرعة v التى يتحرك بها الأطار بدون شرط بالنسبة للأطار ذى الشرط فالعلاقة بين هذه الكميات تحددها تحويلات لورنتر التى نوقشت في الجزء الأول من هذه السلسلة* . أى أن

$$t' = \frac{t - (x \cdot v)/c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٧ ب)$$

فإذا ما أدخلنا هذا التعبير في (١٧) حصلنا على

$$x \cdot k - \omega t = \frac{(mc^2/\hbar) ((x \cdot v)/c^2 - t)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٧ ج)$$

وحيث أن هذه العلاقة صحيحة لكل قيم x و كل قيم t فإنه ينتج أن

$$\omega = \frac{(mc^2/\hbar)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٧ د)$$

$$k = \frac{(mv/\hbar)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٧ هـ)$$

من ناحية أخرى تكون سرعة الجسيم في الإطار بدون شرط هي v ، ذلك لأننا افترضنا أن الجسيم يكون في حالة سكون في الإطار ذى الشرط . وعلى هذا تعطى الطاقة E و كمية الحركة للجسيم في الإطار بدون شرط بالعلاقة

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (٧ و)$$

وبتجميع المعادلات (٧ د) ، (٧ هـ) نحصل على

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k \quad (٧ س)$$

وبهذا نكون قد وصلنا إلى النتيجة (٥ هـ) وبالإضافة إلى ذلك فإننا نرى أن المعادلة (٥ ب) التي كانت قد أدخلت لخدمة غرض معين في بند ٥ يجب في الواقع أن تكون صحيحة على وجه العموم وأن تكون سارية المفعول أو محققة في إطار السكون . وعلى هذا يبين هذا النوع من التفسير أن العلاقات (٧ س) تتفق مع النظرية النسبية الخاصة : لقد استطعنا الآن أن نشق هذه العلاقات على أساس اللاتغير النسبي .

٨ - بتتبع آثار دي بروي استطعنا أن نصل إلى الفرض بأنه يمكن أن توجد موجة مصاحبة للجسيم المتحرك ، وأن هذه الموجة تكون مميزة بمتجه الموجه k الذي يرتبط بكمية الحركة p من خلال العلاقة $p = \hbar k$. وبمنح مختلف يكون الطول الموجي λ للموجة المادية معطى بالعلاقة

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi}{k} \quad (٨ أ)$$

التي تعرف بمعادلة دي - بروي ، كما يعرف الطول الموجي λ على أنه طول موجة دي بروي للجسيم . مع ملاحظة أن هذه العلاقة صحيحة أيضاً للفوتونات .

لكي نرى كيف يعتمد الطول الموجي على دي - بروي على بارامترات الجسم المتحرك دعنا نكتب العلاقة (٨ أ) في صيغ بديلة متعددة . فالصيغة

$$\lambda = \left(\frac{h}{mc} \right) \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{(v/c)} \quad (٨ ب)$$

توضح أن الطول الموجي λ يقل كلما زادت السرعة v . في حين يتناسب الطول الموجي λ تناسباً عكسياً مع الكتلة m في حالة ثبوت السرعة v .

٩ - إذا كانت E ترمز للطاقة الكلية للجسيم ، فإننا نستطيع ، كما سبق ، أن نكتب

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} = \frac{(hc/E)}{\sqrt{1 - (mc^2/E)^2}} \quad (٩ أ)$$

التي تبين أن الطول الموجي λ يقل مع زيادة الطاقة E عند ثبوت الكتلة m . وعند ثبوت الطاقة الكلية E يزداد الطول الموجي λ مع زيادة الكتلة . وأن أصغر طول موجي لدى بروي يكون للجسيم عديم الكتلة (عند طاقة معينة) ويعطى بالعلاقة

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (٩ ب)$$

ولأن هذا التعبير قد نتج من المعادلة (٩ أ) وذلك بوضع $(mc^2)/E = 0$ ، فإنه يكون صحيحاً تقريباً في النهاية النسبية القصوى ، أى عندما تكون السرعة v قريبة جداً من c ، أو بقول آخر ، عندما تكون الطاقة الكلية كبيرة جداً بالمقارنة مع طاقة السكون .

فإذا ما كانت T ترمز لطاقة حركة الجسم ، فإنه في تلك الحالة يكون

$$E = T + mc^2 \quad (٩ ب)$$

وبالتعويض عن E من هذا التعبير في المعادلة (٩ أ) نحصل على

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2mc^2)}} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \frac{1}{\sqrt{1 + T/(2mc^2)}} \quad (٩ د)$$

أى أن الطول الموجى λ يقل مع زيادة طاقة الحركة T في حالة ثبوت كتلة السكون m . وعند ثبوت طاقة الحركة T يقل الطول الموجى مع زيادة m .

وفي الحالة النهائية عندما تكون سرعة الجسم صغيرة جداً بالمقارنة مع c ، فإن النسبة T/mc^2 تصبح صغيرة جداً ، وعند مساواة هذه النسبة بالصفر في المعادلة (٩ د) نحصل عندئذ للطول الموجى في التقريب اللانسي على التعبير

$$\lambda \cong \frac{h}{\sqrt{2mT}} \cong \frac{h}{mv} \quad (٩ هـ)$$

الذى يمكن بالطبع الحصول عليه مباشرة من المعادلة (٨ أ)

١٠ - نحن نرغب الآن أن نرى فيما إذا كان فرض دى بروى عن الموجات المادية قد تأكد بالتجربة . ولكن قبل أى شيء يجب أن نقنع أنفسنا بأن فكرة الموجات المادية لا تتعارض مع معرفتنا الفطرية بالفيزياء العيانية .

اعتبر جسماً صغيراً من وجهة النظر العيانية . وافرض ، على سبيل المثال ، بأن الكتلة m تساوى 10^{-5} gm أو 10 micrograms ، وافترض كذلك أن الجسم يتحرك بسرعة مقدارها $v = 1$ cm/sec باستخدام التعبير اللانسي (٩ هـ) للطول الموجى لـ دى بروى نحصل على $\lambda \cong 6.6 \times 10^{-22}$ cm ، وهو طول موجى صغير لدرجة كبيرة ، هذا الصغر يفسر لماذا لا تظهر الموجات المادية ، إن وجدت ، في الفيزياء العيانية : ببساطة لأن الأطوال الموجية تكون صغيرة لدرجة لا يمكن مشاهدتها . ويمكننا أن نلجأ إلى التشبيه بالضوء لكي نفهم هذه النقطة بوضوح . فطريقة شعاع الضوء تكون أكثر دقة كلما كان الطول الموجى صغيراً عند مقارنته بالأبعاد المتعلقة بالأداة الضوئية . لكي نرى الخواص الموجية للضوء في تجربة ضوئية يجب أن نعدّها بحيث تكون بعض العوامل الهندسية للأداة مقاربة للطول الموجى للضوء : في هذه الحالة فقط يمكننا مشاهدة انحرافات عن شعاع الضوء على شكل تأثيرات تداخل وسيود . فإذا أردنا أن نكشف عن

وجود موجات المادة ، وحب علينا كذلك أن نعد التجربة بحيث يكون الطول الموجي مقارباً لبعض العوامل الهندسية للأداة . على وجه الخصوص يجب أن نحاول إيجاد محزوز حيود نستطيع بواسطته أن نشاهد تأثيرات الحيود .

١١ - من فحص الصيغة (٨ ب) يتبين أن الحصول على طول موجي كبير يستلزم إجراء التجربة بواسطة جسيم كتلته أصغر ما يمكن . أى الكترون . أضف إلى ذلك أن السرعة يجب أن تكون صغيرة بقدر المستطاع . وحيث أننا نرغب في اعتبار الحالة التي تكون فيها السرعة صغيرة جداً فإننا نستطيع أن نستخدم لطول موجة دي برولي التعبير (٩ هـ) ذي التقريب اللانسي . فإذا أعدنا كتابة هذا التعبير بالنسبة للإلكترونات بالذات فإننا نحصل على

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \sqrt{\frac{150.4 \text{ eV}}{T}} \text{ Ångströms} \quad (11)$$

وعلى هذا يكون الطول الموجي عبارة عن واحد أنجستروم : 10^{-8} cm عندما تكون طاقة الحركة للإلكترون 150.4 eV . وهذا الطول الموجي من نفس رتبة كبر ثابت الشبكة للبلورات ، وكما هو الحال مع أشعة X ، فإننا نستطيع أن نستخدم البلورة كمحزوزة حيود .

بناء على هذه الأفكار أجريت تجارب في أول الأمر بواسطة س . ج دافيسون (C.J. Davisson) بالاشتراك مع ل . هـ جيرمر (L.H. Germer) ومستقلاً عنها بواسطة ج . ب . طومسون (G.P. Thomson) في عام ١٩٢٧* . في التجربة التي أجراها دافيسون - جيرمر تمت دراسة انعكاس الإلكترونات من سطح البلورة ، في حين تمت دراسة نفاذ الإلكترون خلال شريحة بلورية رقيقة في تجربة طومسون .

١٢ - دعنا نعتبر تجربة دافيسون - جيرمر بشيء من التفصيل : الأعداد التجريبية موضح تخطيطياً في شكل ١٢ أ .

وسوف نترك دافيسون يصف تاريخ تجربته بنفسه : والنص مأخوذ عن محاضرة جائزة نوبل ، التي ألقيت في ستوكهولم عام ١٩٣٧ . (وقد تقاسم دافيسون وطومسون جائزة نوبل لعام ١٩٣٧ على اكتشافاتهما) . هذا النص مهم لأنه يعكس طبيعة الموقف التجريبي الذي لم يكن واضحاً بما فيه الكفاية في عام ١٩٢٧ كما يبدو من تأمل أحداث الماضي . بعد مناقشة مبدئية لفرض دي برولي استلرد دافيسون :

(*) C. J. Davisson and L. H. Germer, "Diffraction of electrons by a crystal of nickel," *Physical Review* 30, 705 (1927).

G. P. Thomson, "Experiments on the diffraction of cathode rays," *Proceedings of the Royal Society (London)* 117A, 600 (1928), and "The diffraction of cathode rays by thin films of platinum," *Nature* 120, 802 (1927).

لقد كان متضمناً في النظرية بأن حزم الإلكترونات لها خواص موجية مثل حزم الضوء ، التي تستطير بمحزوز الحيود الملائم لتكون حيوداً ، إلا أن هذه النتيجة الهامة لم يذكرها أحد من النظريين الكبار ، وكان أول من نبه إليها هو الساسر (Elsasser) في عام ١٩٢٥ ، عندما بين أن الدليل التجريبي للحيود هو الذي يؤكد الوجود الفيزيائي لموجات الإلكترون . وقد اكتملت الآن مرحلة الإعداد الخاص باكتشاف حيود الإلكترونات .

ومن دواعي السرور أن أخبركم أنه بمجرد ظهور اقتراح الساسر بدأت التجارب في نيويورك والتي كان من نتائجها إثبات الدليل على حيود الإلكترونات - وما زال من دواعي السرور أن أقول بأن العمل قد ابتدأ في اليوم التالي لوصول أطروحة دي بروي إلى أمريكا . والقصة الحقيقية تحتوي على كثير من الحظ وقليل من الفطنة . فقد بدأ العمل بالفعل في عام ١٩١٩ عندما تم بالصدفة اكتشاف أن طاقة الإلكترونات الأولية هي النهاية المعطى لطيف الطاقة للإلكترونات الثانوية المنبعثة ، حتى لو كانت الأولية معجلة خلال مثاث الفولتات ، أي أنه يوجد في الواقع استطارة مرنة للإلكترونات بواسطة المعادن .

ومن هنا نشأت دراسة التوزيع الزاوي لتلك الإلكترونات ذات الاستطارة المرنة . ومرة أخرى تتدخل الصدفة ، فقد تم اكتشاف أن شدة الاستطارة المرنة تتغير مع ميل البلورات المسببة للاستطارة ، وعلى هذا نشأ ، وبشكل طبيعي تماماً ، دراسة الاستطارة المرنة بواسطة بلورة أحادية سبق تحديد اتجاهاتها . وبداية هذا الطور من العمل حدث في عام ١٩٢٥ ، وهي السنة التالية لنشر أطروحة دي بروي ، والسنة السابقة للتطور الهائل في ميكانيكا الكم . وعلى هذا فتجربة نيويورك لم تكن في بدايتها اختباراً للنظرية الموجية . ولكنها بدأت تأخذ هذا الاتجاه فقط في صيف عام ١٩٢٦ بعد ما ناقشت البحث في إنجلترا مع ريتشاردسون ، بورن ، فرانك ، Franck ، Born ، Richardson وغيرهم .

وقد ابتدأ البحث عن حزم الحيود في خريف عام ١٩٢٦ ، ولكن لم يتم العثور على أي منها حتى بداية السنة التالية عندما وجدنا أحدها ثم عشرين آخرين في تنابع سريع . أمكن استخدام تسعة عشر منها لاختبار العلاقة بين الطول الموجي وكمية الحركة وقد ثبتت صحة العلاقة $\lambda = h/p$ لدى بروي في كل حالة في حدود دقة القياس .

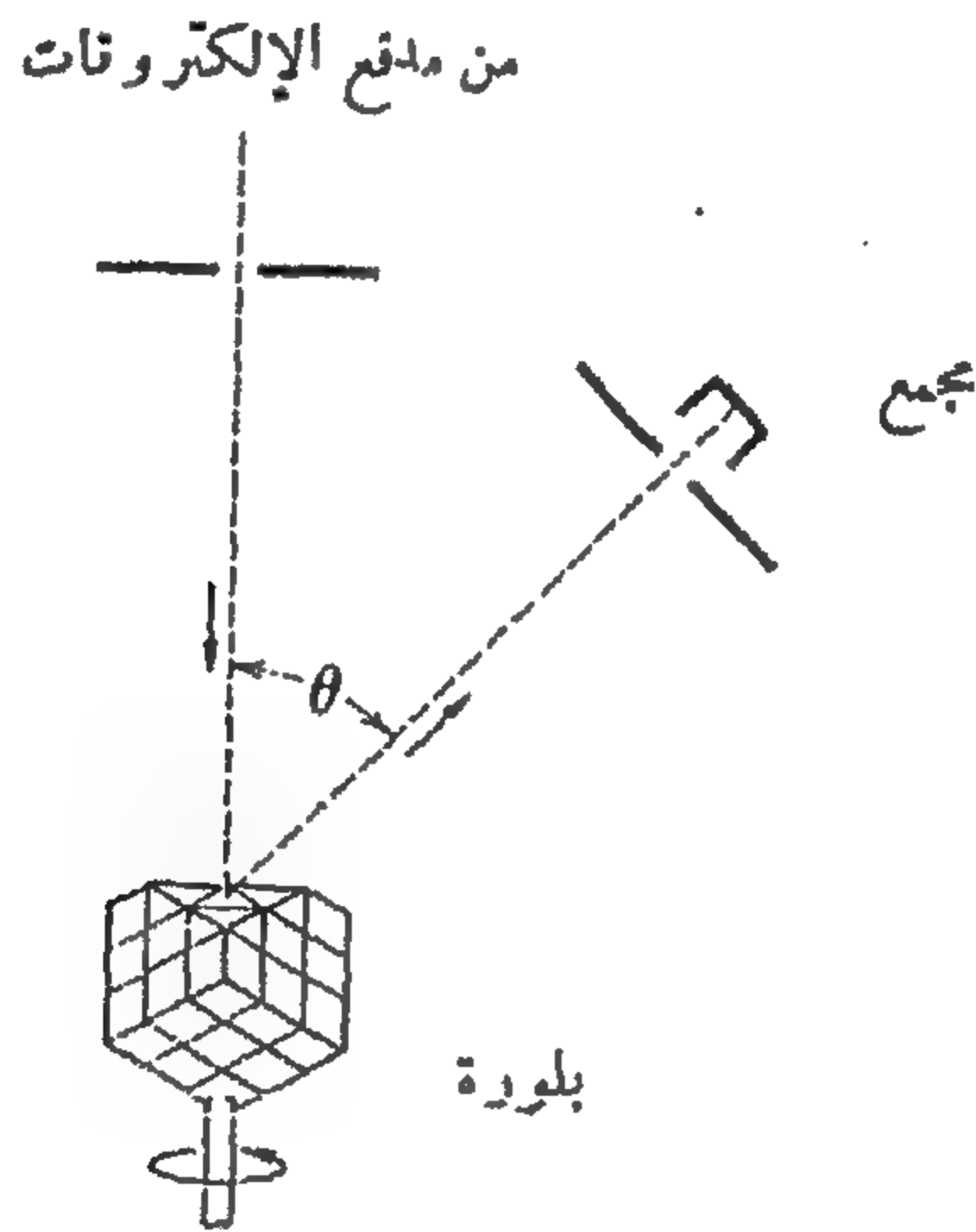
سوف أوضح بإيجاز الخطوط العامة للتجربة ، يتم توجيه حزمة من الإلكترونات التي سبق تعيين سرعتها في الاتجاه المواجد للوجه (111) لبلورة من النيكل كما هو مبين تخطيطياً في (شكل ١٢ أ) . والبلورة نفسها يمكنها أن تدور حول محور الحزمة الساقطة . وعلى هذا يمكن قياس شدة الاستطارة المرنة في أي اتجاه أمام وجه البلورة فيما عدا تلك الاتجاهات التي تقع في حدود 10 إلى 15 درجة من اتجاه الحزمة الأولية الساقطة .

١٣ - وتنتج حزمة الإلكترونات - في التجربة - من مدفع الإلكترونات ، حيث تعجل إلى الطاقة المرغوبة ، في حدود 50 eV . وبالطبع توضع البيئة في منطقة مفرغة ، وتسقط الإلكترونات عمودية على مستوى معين في البلورة ، يعرف تقنياً بالمستوى (111) . في هذا المستوى يمكن لنا أن نتصور شبكة

تحتوى على ذرات منتظمة المواضع على سطح البلورة ، ولكي نفهم المبدأ المتضمن في التجربة سوف نعتبر نموذج البعد الواحد الموضح تخطيطياً في شكل ١٣ أ . (وبعد قليل سوف نعتبر النظرية العامة) . سيعانى الشعاع الساقط حيوداً من كل ذرة في الصف . والموجات الحائدة تقوى بعضها بعضاً في اتجاهات محددة (في مستوى الشكل) ، في حين تُلغى بعضها بعضاً في اتجاهات أخرى . وشرط التداخل البناء (أى الدعم المتبادل بين الموجات الحائدة) هو أن تكون الفروق بين المسافات الواصلة من الذرات المختلفة إلى نقطة الملاحظة مضاعفات صحيحة للطول الموجي . فإذا تصورنا أن نقطة الملاحظة بعيدة جداً فإننا نرى ، عند فحص الشكل ١٣ أ . بأن شرط التداخل البناء هو

$$d \sin \theta = n\lambda \quad (١٣ أ)$$

حيث n عدد صحيح . وتقول هذه العلاقة ببساطة أن الفرق بين المسارين الواصلين من ذرتين متجاورتين إلى نقطة الملاحظة هو مضاعف صحيح للطول الموجي . وعلى هذا نتوقع أكبر قيم للحيود في تلك الاتجاهات ذات الزوايا θ التي تحقق الشرط (١٣ أ) . لقد اعتبرنا أن المسافة البينية للشبكة d معروفة : أو قد تم تعيينها بوسائل أخرى ، على سبيل المثال ، من خلال قياسات حيود الأشعة السينية .

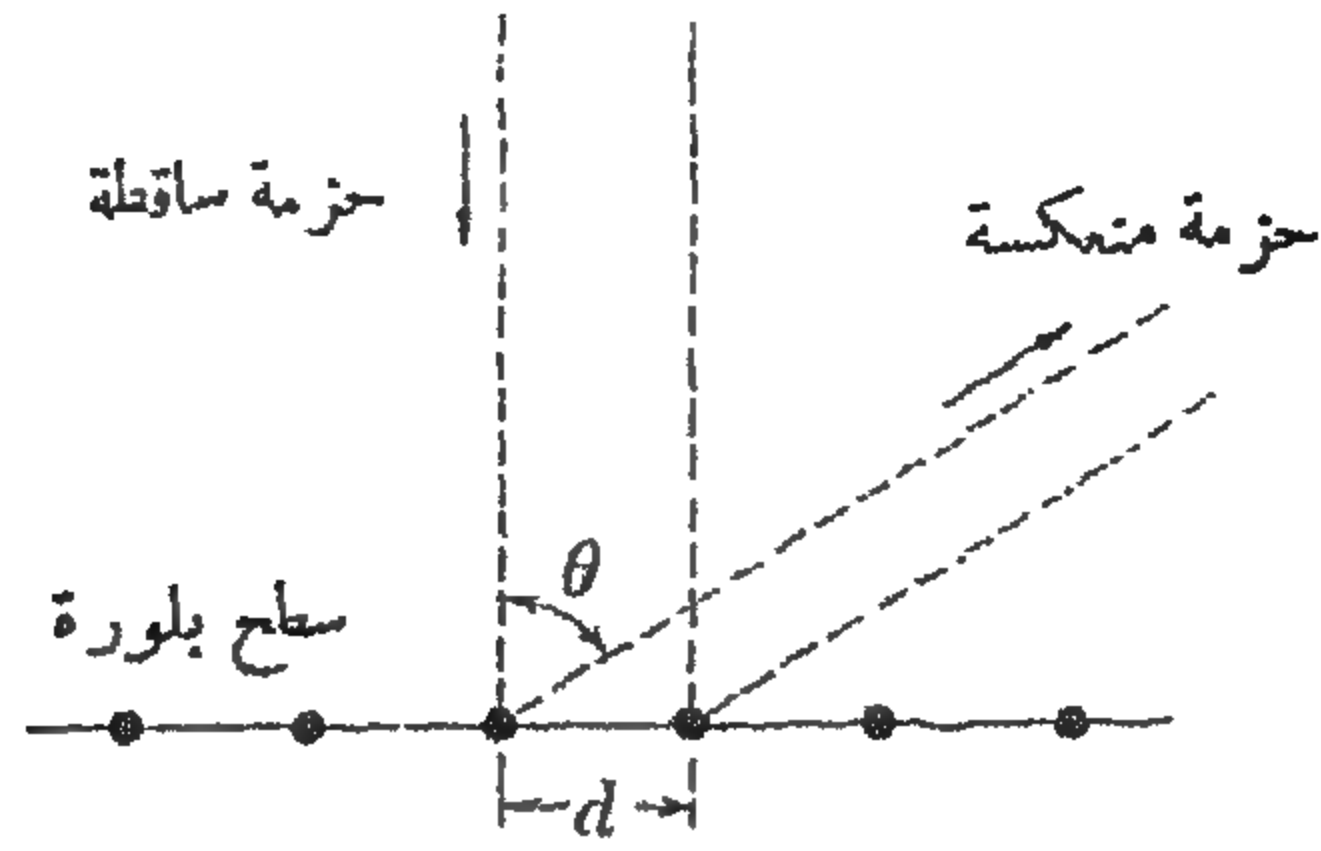


شكل ١٢ أ شكل تخطيطي يبين حيود الألكترونات بواسطة سطح بلورة أحادية . ونشاهد شدة الحزمة المستطيرة بمرونة كدالة في الزاوية θ عند قيم ثابتة لطاقة الألكترونات الساقطة .

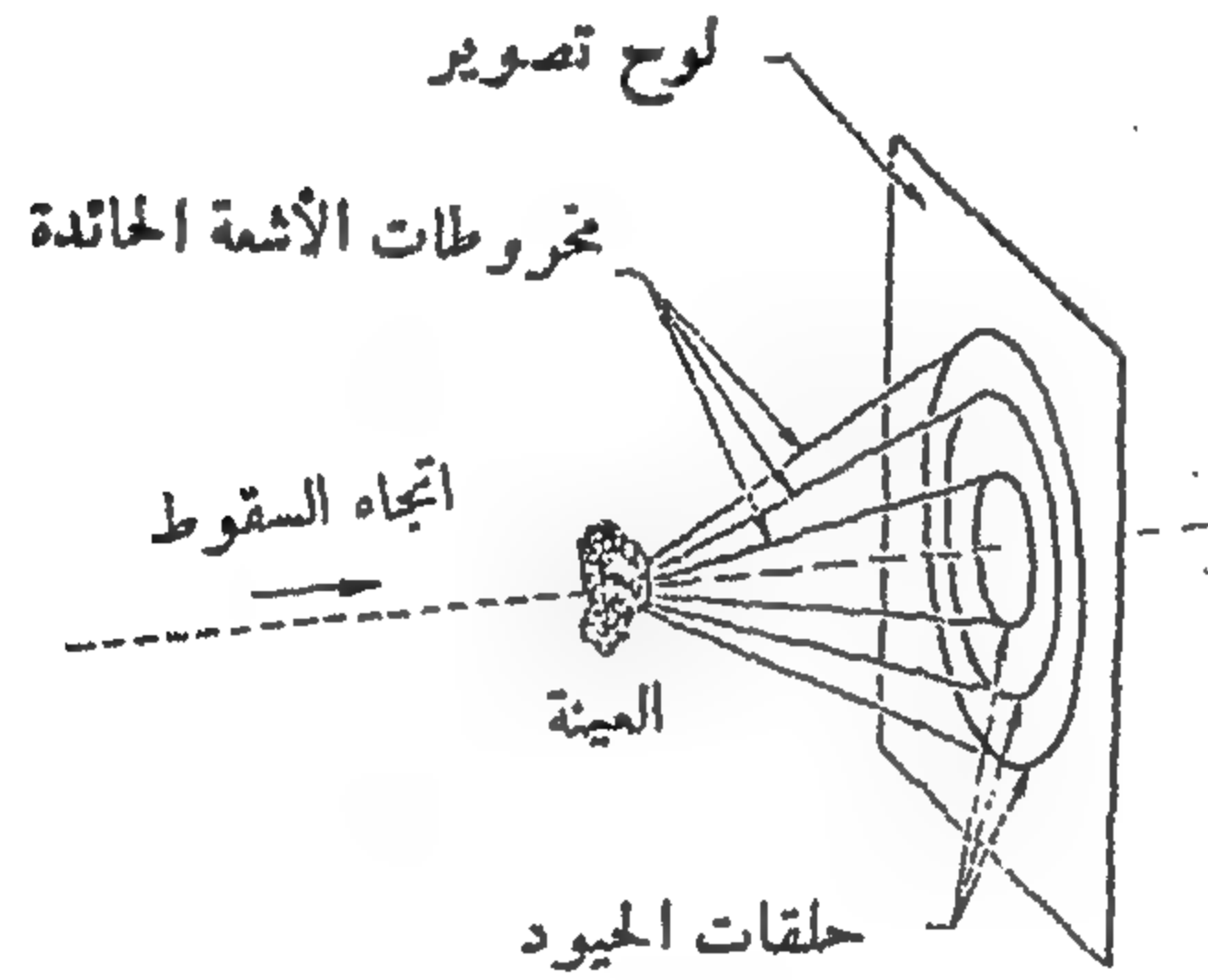
من الواضح أن نظريتنا البسيطة هذه يمكن أيضاً تطبيقها في حالة شبكة ثنائية البعد إذا تصورنا أن كل نقطة في شكل ١٣ أ تمثل بالفعل صففاً من الذرات ، في اتجاه متعامد مع مستوى الشكل .

كانت النتائج في التجربة النمطية كما يلي : $d = 2.15 \times 10^{-8} \text{ cm}$ ، $E = 54 \text{ eV}$ وشوهدت النهاية العظمى للحيود عند زوية $\theta = 50^\circ$. وعند قيمة $n = 1$ تعطى زاوية θ المعينة بالتجربة طولاً موجياً قدره 1.65 \AA ، في حين أن الطول الموجي المحسوب من المعادلة (١١ أ) هو 1.67 \AA وهذا يعتبر اتفاقاً مرضياً .

وقد لاحظ دافيسون أيضاً نهايات عظمى للحيود عند رتب أعلى ، تناظر قيمها لعدد $n > 1$ ، وكلها تتفق مع التنبؤات النظرية .



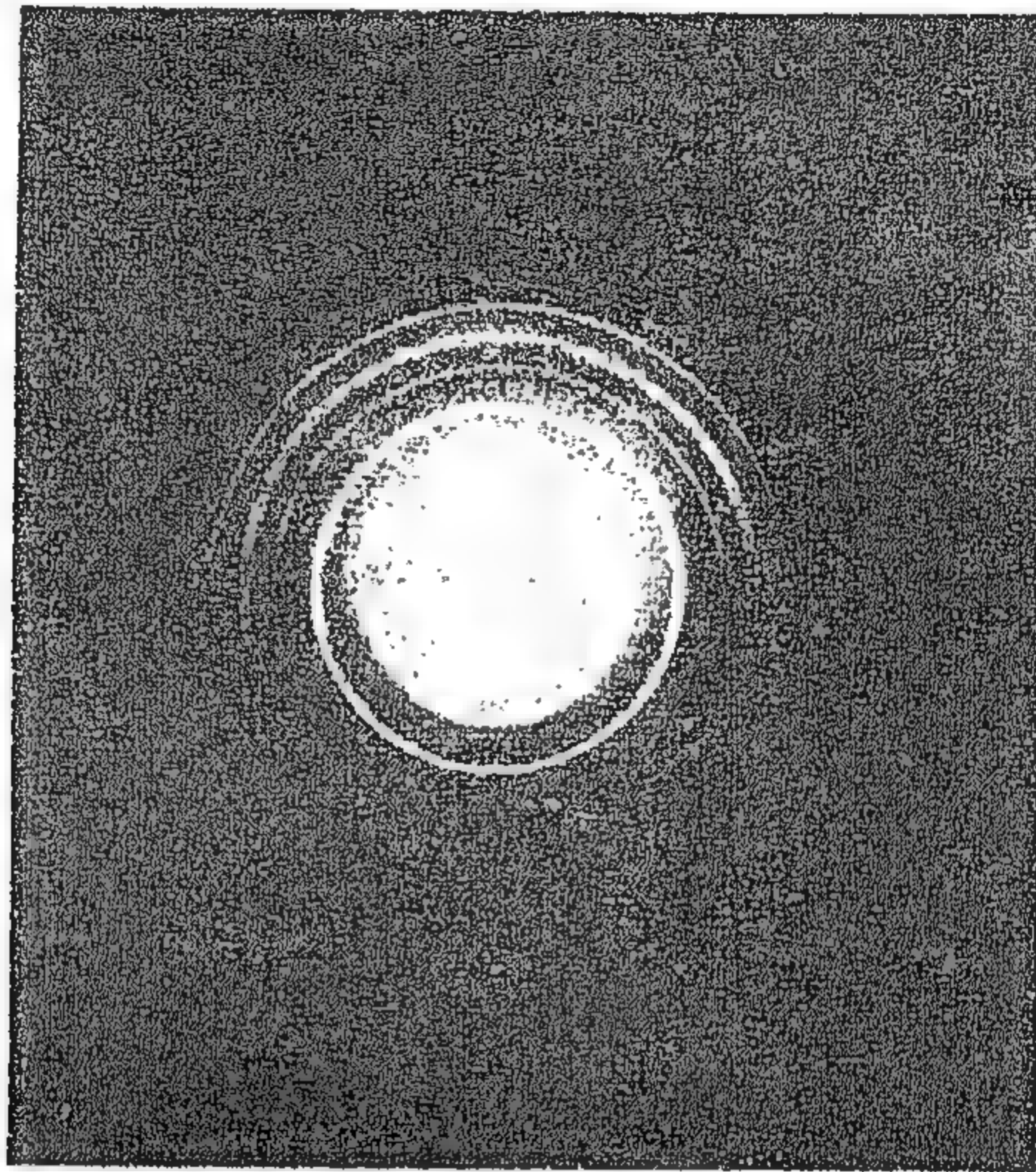
شكل ١٣ أ لتوضيح المناقشة الواردة في بند ١٣ . الشكل يبين مصفوفة خطية لمجموعة من الذرات المزاحة عن بعضها بمسافات متساوية . يمكننا كذلك اعتبار كل نقطة بمثابة خط من الذرات المتعامد مع مستوى الشكل وتحدث القيم العظمى للحيود في اتجاهات يكون فيها المقدار $d \sin \theta$ مساوياً لمضاعفات صحيحة للطول الموجي .



شكل ١٤ أ حيود الأشعة السينية أو الإلكترونات من عينة مكونة من مجموعة من البلورات الصغيرة المائلة بشكل عشوائي . الأشعة الحائدة ترسم سطوحاً مخروطية دائرية ، يعتمد نمطها على التركيب البلوري وعلى الأطوال الموجية الساقطة .

الأشكال ١٤ ب - ج ، ٢٢ أ ، ٢٢ ب تم الحصول عليها بهذه الطريقة . في تجارب الحيود الإلكترونات يستلزم وجود العينة في الجزء المفرغ من جهاز الحيود . وإلا إستطارت الإلكترونات بشدة بواسطة الهواء وبواسطة أى فتحات خلالية في الأنبوبة . في حين أن الأشعة السينية لا تستثير بنفس الشدة وعلى هذا يمكن أن توضع العينة في الهواء ، خارج أنبوبة الأشعة السينية .

١٤ - وتشبه طريقة طومسون ما يسمى بطريقة ديباي - شرر (Dedye - Scherrer) في تجارب حيود أشعة X . حيث تستطير حزمة من الأشعة السينية وحيندة اللون وموحدة الاتجاه أو حزمة من الإلكترونات بواسطة عينة مكونة من عدد كبير من البلورات الميكروية المائلة بطريقة عشوائية . وتنبأ النظرية بأن الموجات الحائدة سوف تنطلق على شكل سطوح مخروطية دائرية ، متمركزة حول اتجاه السقوط . (أنظر شكل ١٤ أ) . فإذا ماصورنا فوتوغرافيا الأشعة الحائدة على لوح عمودي مع اتجاه السقوط فإننا نحصل عندئذ على مجموعة من الدوائر المتحدة المركز . ويتوقف نمط هذه الدوائر على التركيب البلوري بطريقة مميزة ، فإذا كان الطول الموجي معروفاً فإننا نستطيع أن نعين تماماً هندسة شبكة البلورة .



شكل ١٤ ب صورة توضح حيود الإلكترونات بواسطة القصدبر الأبيض ، بناء على الطريقة الموضحة في شكل ١٤ أ . ترسب بلورات صغبر من القصدبر (أبعادها في حدود 300 Å) على شريحة رقيقة من أول أكسيد السليكون . وقد وضعت التريخة كعينة في ميكروسكوب إلكتروني يستخدم هنا كجهاز للحيود الإلكتروني . وقد سقطت الإلكترونات على العينة بطاقة قدرها 100 keV (هذه الطاقة تناظر طولاً موجياً قدره حوالي 0.04 Å) . وتناظر حلقات الحيود التي نراها تقاطعات الأشكال المخروطية التي في شكل ١٤ أ مع لوح التصوير .

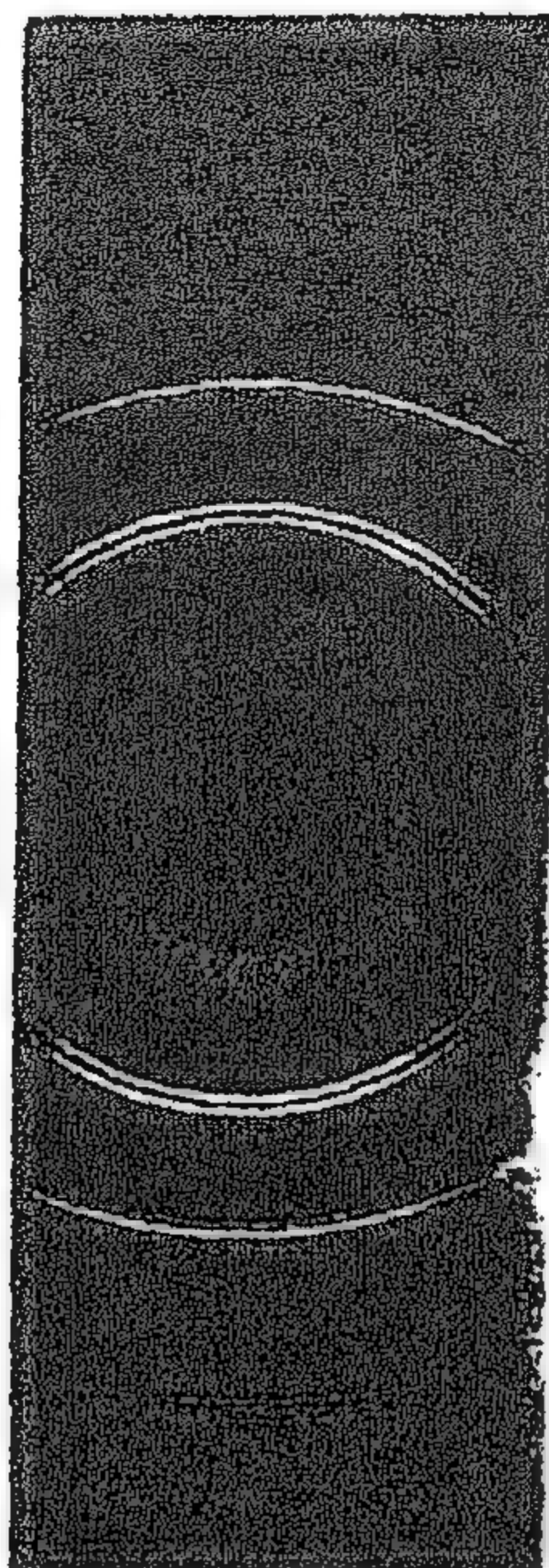
كان الهدف من تجربة الحيود هذه بالذات هو اختيار التركيب البلوري لبلورات صغيرة من القصدبر مجهزة بواسطة طريقة التبخير

(صورة بالإذن من Dr W. Hines and Professor W. Knight,

Berkeley)

والشكلان ١٤ ب، ١٤ ج عبارة عن صورتين مأخوذتين بهذه الطريقة ، الأولى باستخدام الإلكترونات والثانية باستخدام الأشعة السينية ، والعينات في كلتا الحالتين هي مجموعة من البلورات الصغيرة من مادة

القصدير الأبيض . ويبدو واضحاً تماماً التشابه بين نمط الدوائر في الحالتين ، أننا إذا لم نكن نعرف شيئاً عن تفاصيل نظرية حيود الموجات في الشبيكات ، فإن نظرة سريعة إلى هاتين الصورتين تقنعنا في الحال بأن الأشعة السينية والألكترونات تحيد بنفس الطريقة .



شكل ١٤ ج صورة توضح حيود الأشعة السينية بواسطة عينة من القصدير الأبيض ، باستخدام الطريقة الموضحة في شكل ١٤ أ . (هذه الصورة في الواقع ليست مصورة على لوح تصوير مستو ، ولكن على شريط من فيلم وضع على شكل قوس دائري أثناء التعريض . هذا لا يغير من جوهر التجربة) . وكانت العينة مكونة من كمية صغيرة من مسحوق القصدير الناعم فبلغ متوسط أبعاد جزيئاته حوالي واحد ميكرون . وكان الطول الموجي المستخدم حوالي 1.5 \AA .

يجب مقارنة هذه الصورة بعناية مع شكل ١٤ ب . فالتشابه بينهما واضح للغاية وليس هناك أدنى شك في أن الإلكترونات والأشعة السينية تحيد بواسطة البلورات بنفس الطريقة .

(صورة بالأذن من Mr. George Gordon, Berkeley)

١٥ - وعلى هذا تبين تجارب دانيسون وجيرمر وتجارب طومسون بما لا يدع مجالاً للشك بأن موجات المادة موجودة بالفعل ، وأن أطوالها الموجية « على الأقل الإلكترونات » تحدد بمعلقة دي بروي . في عام

١٩٢٩ استطاع استرمان (Estermann) وشترن* (Stern) أن يوضحا بأن ذرات الهليوم وجزئيات الهيدروجين تحيد أيضاً بشكل يتفق مع نظرية دي برولي . وقد عززت تجاربهما بقوة اعتقادنا بالتحقق العام لموجات المادة حيث أن هذه الجسيمات تتضمن جسيمين جديدين مختلفين تماماً عن الإلكترون . وبصرف النظر عن الاختلاف في الكتلة فإن ذرات الهليوم وجزئيات الهيدروجين تختلفان عن الإلكترون في أنهما أنظمة مركبة في حين أن الإلكترون (ربما) يعتبر جسيماً أولياً . وعلى هذا توصل التجارب بأن الذرة ككل وأن الجزئ ككل هما موجات ، وقد نكون الآن على استعداد لكي نصدق بأنه تحت شروط تجريبية مناسبة سوف يسلك جسم كبير مثل البانور مثلاً سلوك الموجة .

سيوضح لنا فيما بعد حيود النيوترونات البطيئة جداً من شبكة البلورة ، ومن كل هذه المشاهدات تنشأ تقنيات جديدة تستخدم في الوقت الراهن كروتين لدراسة تركيب البلورات والجزئيات وهي طرق مكملة لطرق حيود الأشعة السينية وحيود الإلكترونات**

نظرية الحيود لتركيب دوري

١٦ - دعنا نعتبر الحيود بواسطة شبكة ذات بعد واحد ، أو بعدين أو ثلاثة أبعاد بشيء من التفصيل . الشبكة عبارة عن تركيب بلوري يمكن أن نتصوره كبناء مكون من نسخ طبق الأصل هي الخلية . . . خلية الوحدة وتوضح أشكال ١٦ أ - ج هذه الفكرة . بالنسبة لشبكة أحادية البعد تكون الخلية الوحدة عبارة عن جزء من خط ، أما بالنسبة لشبكة ثنائية الأبعاد فإن الخلية الوحدة هي متوازي أضلاع ، وتكون متوازي سطوح بالنسبة لشبكة ثلاثية الأبعاد . وللسهولة دعنا نتصور بأن ذرة (من نوع معين) موضوعة عند كل ركن من أركان الخلية الوحدة . وتتحدد مواضع كل الذرات في الشبكة بالعلاقات

$$x = n_1 e_1 \quad (١٦ أ)$$

بالنسبة للشبكة الخطية ، وبالعلاقة

$$x = n_1 e_1 + n_2 e_2 \quad (١٦ ب)$$

بالنسبة للشبكة المستوية ، وبالعلاقة

$$x = n_1 e_1 + n_2 e_2 + n_3 e_3 \quad (١٦ ج)$$

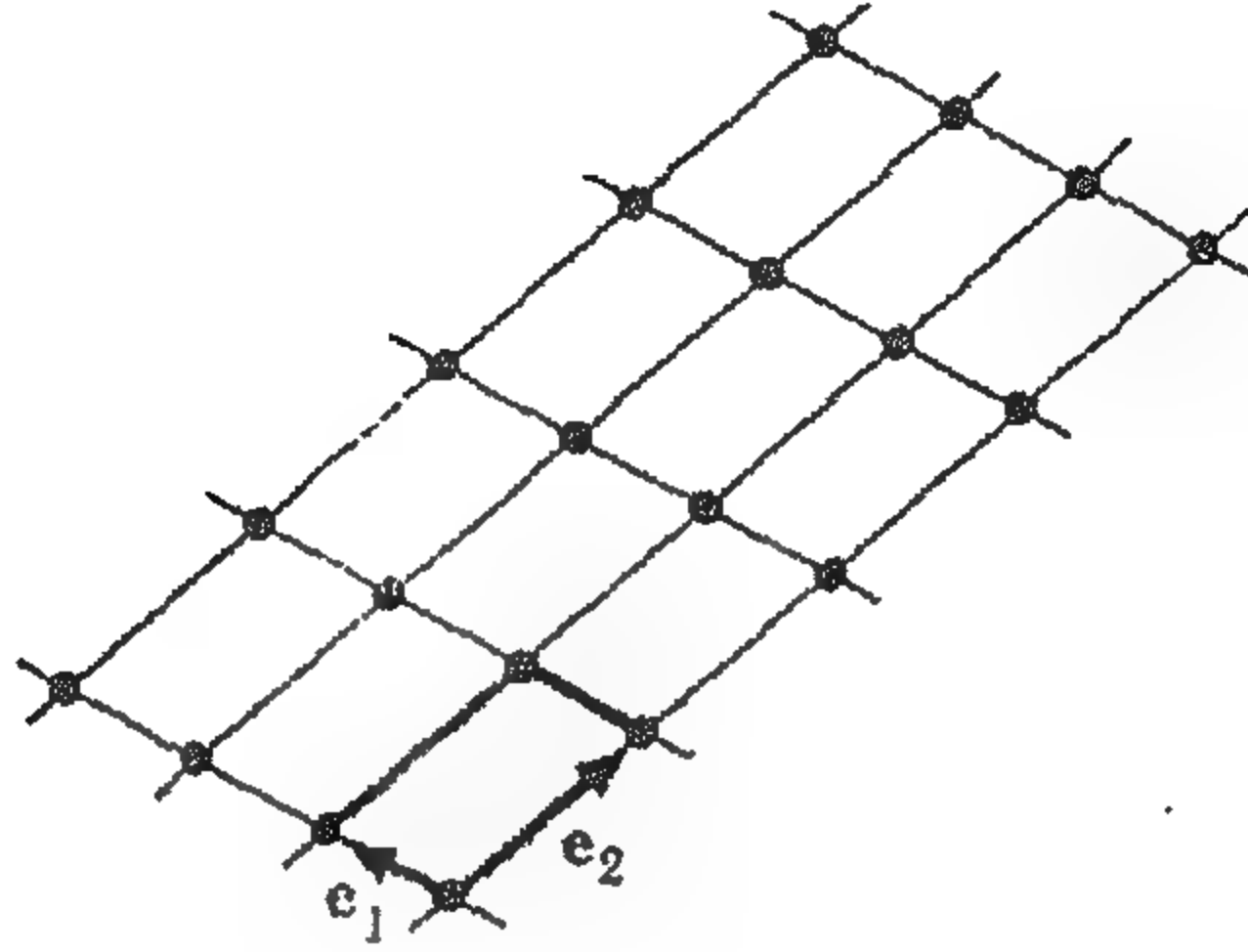
بالنسبة للشبكة ثلاثية الأبعاد - الأبعاد ، حيث n_1 ، n_2 و n_3 هي أعداد صحيحة ، وتحدد المتجهات e_1 ، e_2 و e_3 الخلية الوحدة كما هو مبين في الأشكال ١٦ أ - ج .

I. Estermann and O. Stern, "Bengung von Molekularstrahlen," *Zeitschrift für* (*) *Physik* 61, 95 (1930).

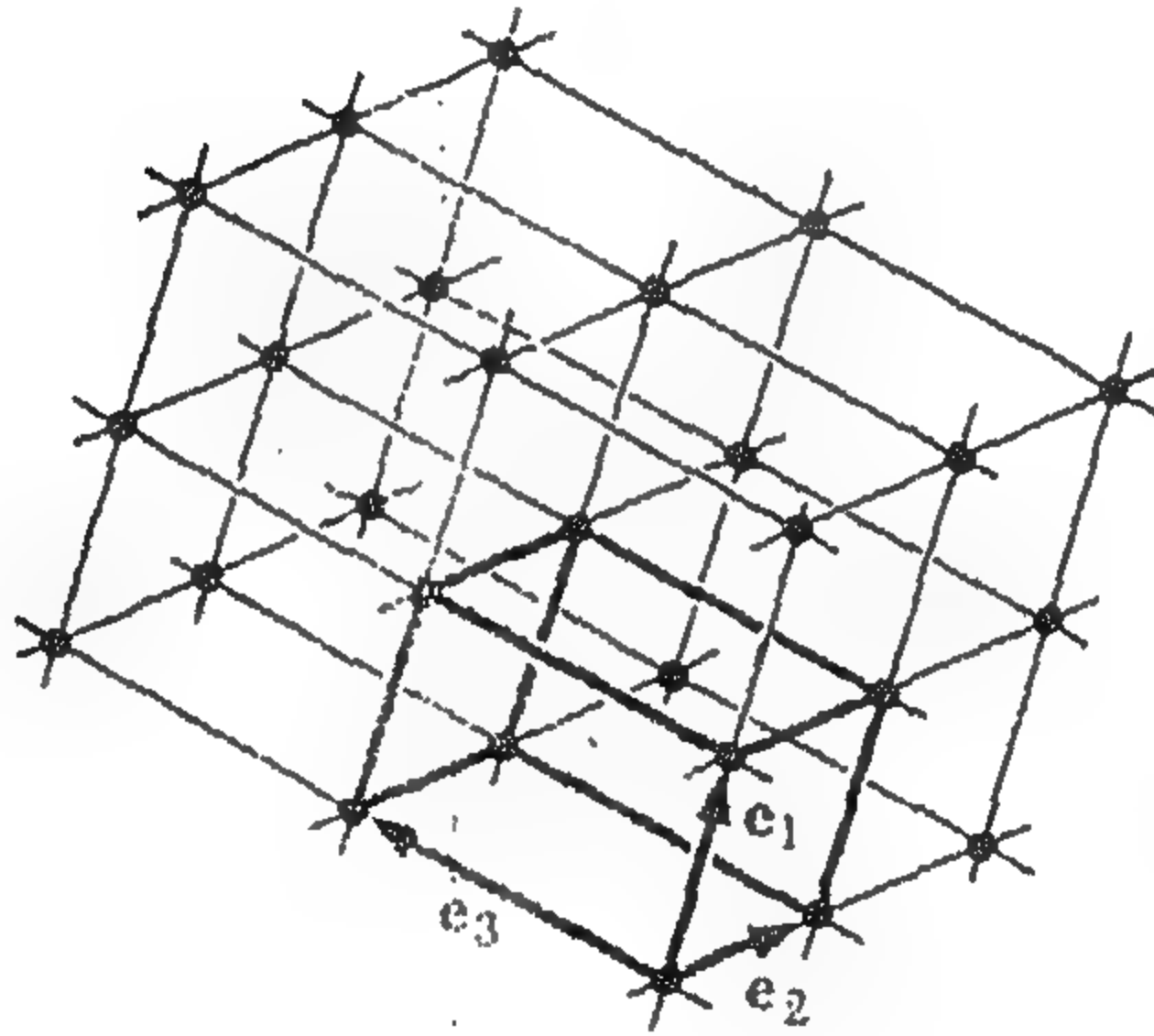
D. P. Mitchell and P. N. Powers, "Bragg reflection of slow neutrons," *The Physical* (**) *Review* 50, 486 (1936). See also E. O. Wollan and C. G. Shull, "Neutron diffraction and associated studies," *Nucleonics* 3, 8 (1948).



شكل ١٦ أ يبين مصفوفة من ذرات ذات مسافات بينية متساوية



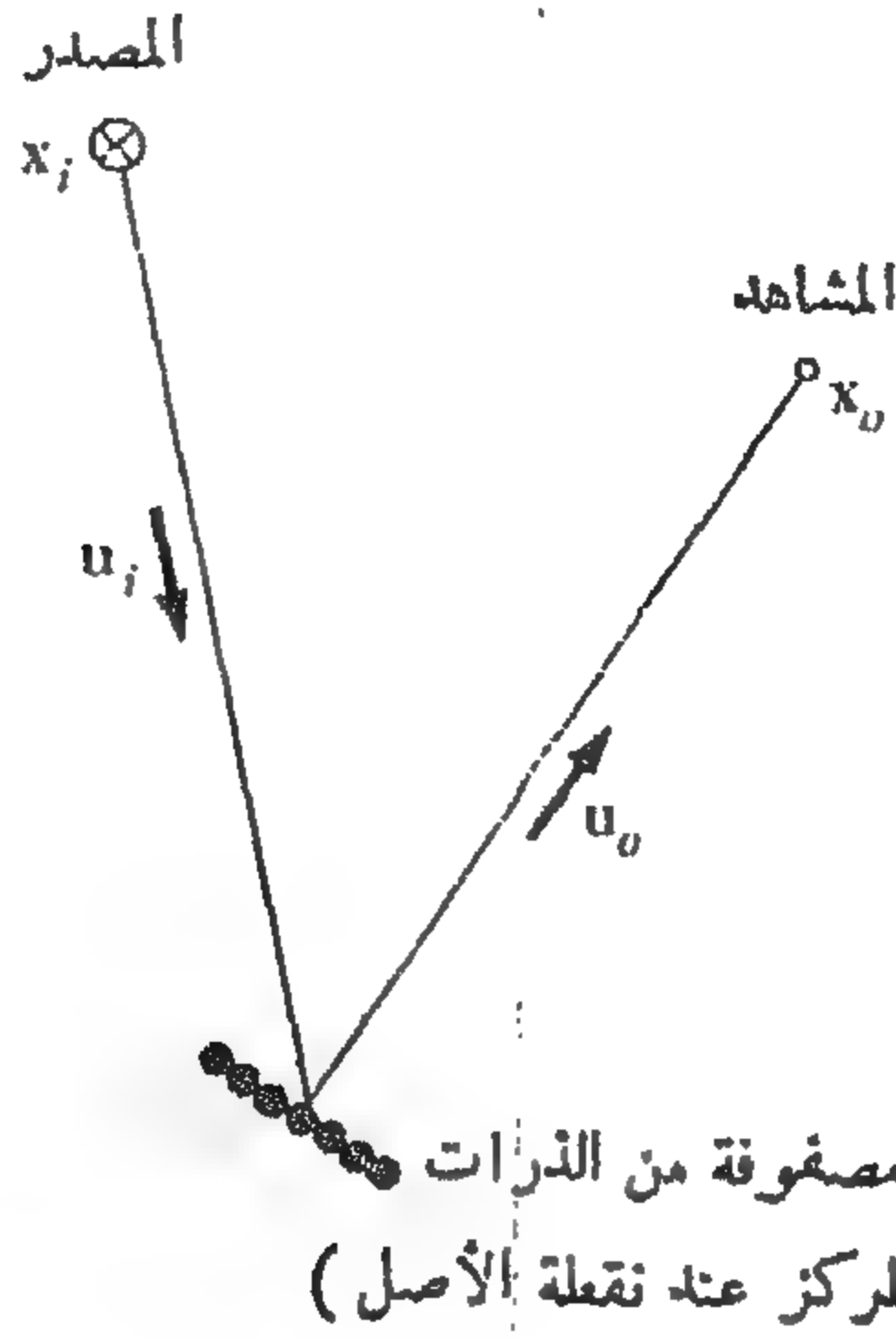
شكل ١٦ ب شبكة ثنائية البعدين . وتعرف الخلية الوحدة بالمتجهين e_1 و e_2 . وقد رسمت حوافها بالخطوط الثقيلة . ويتم بناء كل الشبكة من نسخ طبق الأصل لخلية الوحدة .



شكل ١٦ ج شبكة ثلاثية الأبعاد . وقد رسمت مرة أخرى حواف الخلية الوحدة بالخطوط الثقيلة . ومتجه الموضع لأي نقطة من نقط الشبكة هو عبارة عن المجموع الخطي ذات المعاملات الصحيحة للمتجهات e_1 ، e_2 و e_3 (هذه المتجهات ليست متعامدة بالضرورة) .

سوف نعتبر فيما يلي بأن الشبكة تحتوي على عدد كبير جداً من الذرات ولكنه عدد محدود . ولكي نتجنب الوقوع في لبس ، دعنا فنص بصراحة على أن المصفوفات أحادية البعد وثنائية و ثلاثية الأبعاد موجودة في فراغ ثلاثي الأبعاد ، وليست ، مثلاً ، شبكة ثنائية الأبعاد في عائم ثنائي الأبعاد .

١٧ - اعتبر الحالة الموضحة في شكل ١٧ أ ، حيث تنبعث موجة من مصدر مثبت عند النقطة x_i .
 تعانى هذه الموجة حيوداً بواسطة مصفوفة من الذرات المتماثلة ، وترصد الموجة المستطيرة عند النقطة x_0 .
 وسوف نفترض أن مركز المصفوفة (الممثل بإحدى الذرات) يقع عند نقطة الأصل ، وأن المسافات $x_i = |x_i|$ و $x_0 = |x_0|$ كبيرة جداً إذا قورنت بالأبعاد الطولية للمصفوفة . وسوف نعتبر أولاً حالة المصفوفة أحادية البعد . يمكن تطبيق اعتبارات متماثلة تماماً على مصفوفات استطارة ثنائية وثلاثية الأبعاد .



شكل ١٧ أ الحيود بواسطة مصفوفة خطية (لتوضيح المناقشة الواردة في بند ١٧) ، وقد افترضنا فيما يلي بأن المسافات من المصفوفة إلى المصدر وإلى المشاهد كبيرة بالمقارنة مع حجم المصفوفة . وتتكون المصفوفة نفسها من عدد كبير جداً ولكنه محدود من الذرات .

وتشير وحدة المتجه u_i إلى اتجاه السقوط في حين يشير وحدة المتجه u_0 إلى اتجاه الحزمة المستطيرة .

طول المسار الواصل من المصدر إلى المشاهد ماراً بنقطة الأصل هو $S_0 = x_i + x_0$. وبفرض أن $S(n_1)$ هو طول المسار من المصدر إلى المشاهد المار بالذرة ذات الوضع الموصوف بالعدد n_1 بناء على الصيغة (١٦ أ) فإننا نحصل على

$$s(n_1) = |x_i - n_1 e_1| + |x_0 - n_1 e_1| \quad (١٧ أ)$$

تتداخل الموجات التي تصل من الذرات المختلفة إلى المشاهد مع بعضها البعض ، وبذلك تكون سعة الموجة المحصلة هي مجموع السعات للموجات الحائدة من كل الذرات . والحصول على قيمة عظمى للحيود يستلزم أن تكون كل الموجات التي تصل إلى نقطة المشاهدة متفقة في انطور مع بعضها البعض ، وإلا تلاشت الموجات الحائدة من الذرات المختلفة . والشرط الضروري الذي يحقق هذا هو أن يكون الفرق في المسار $S(n_1) - S_0$ لكل ذرة أى لكل عدد صحيح n_1 مضاعفاً صحيحاً للطول الموجي λ .

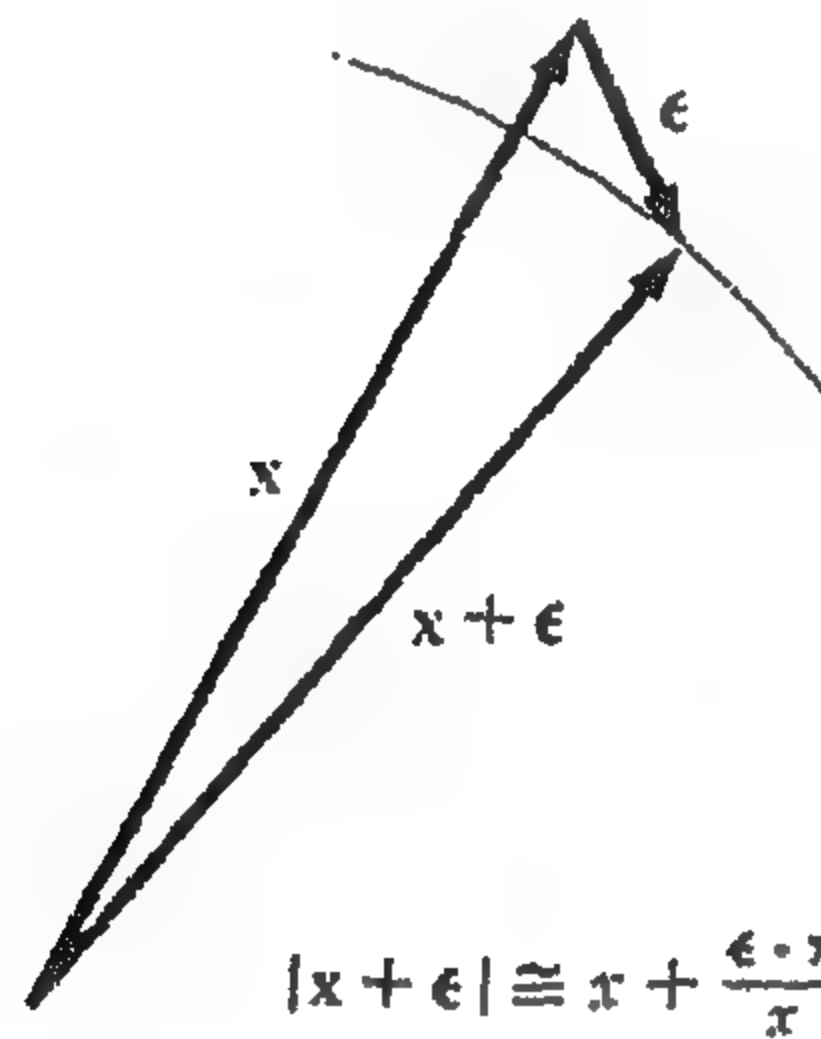
بما أننا افترضنا بأن جرم المصقوفة صغير جداً بالنسبة لبعدها عن المصدر وعن المشاهد ، فإن المتجه $n_1 e_1$ سوف يكون صغيراً جداً بالمقارنة مع المتجهات x_i و x_0 . وعندئذ يمكننا أن نكتب تمبيراً مقرباً للبعدين الواردين في الطرف الأيمن للمعادلة (١٧ أ) ، بالتحديد

$$|x_i - n_1 e_1| \cong x_i - n_1 \frac{(x_i \cdot e_1)}{x_i} \quad (١٧ ب)$$

$$|x_0 - n_1 e_1| \cong x_0 - n_1 \frac{(x_0 \cdot e_1)}{x_0} \quad (١٧ ج)$$

ويظهر المعنى الهندسي لهذا التقريب في الحال من الشكل ١٧ ب وبهذا يكون الفرق في المسار هو

$$s(n_1) - s_0 \cong -n_1 e_1 \cdot \left(\frac{x_i}{x_i} + \frac{x_0}{x_0} \right) \quad (١٧ د)$$



شكل ١٧ ب يوضح التقريب الهام الذي يرد غالباً في المناقشات الفيزيائية . إذا كان طول المتجه ϵ صغيراً جداً بالمقارنة مع المتجه x ، فإن المتجه x يكون موازياً تقريباً للمتجه $x + \epsilon$. وطول المتجه الأخير يكون مساوياً على وجه التقريب لطول المتجه x مضافاً إليه مركبة ϵ في اتجاه x .

١٨ - إذا كان u_i هو وحدة المتجه في اتجاه الحزمة الساقطة ، وكان u_0 هو وحدة المتجه في اتجاه الحزمة الحادثة ، فإننا عندئذ نحصل على

$$u_i = -\frac{x_i}{x_i}, \quad u_0 = \frac{x_0}{x_0} \quad (١٨ أ)$$

والآن إذا جعلنا كلا من x_0 و x_i في (١٧ د) نؤول إلى مالا نهاية فإننا نحصل على

$$s(n_1) - s_0 = n_1 e_1 \cdot (u_i - u_0) \quad (١٨ ب)$$

وبذلك يكون شرط أكبر قيمة للحيود هو

$$\frac{n_1 e_1 \cdot (u_i - u_0)}{\lambda} = n_1' \quad (١٨ ج)$$

على أن تكون n_1' عدداً صحيحاً لكل اختيار للعدد الصحيح n_1 . ومن الواضح أن هذه الحالة تتحقق إذا كان الشرط اللازم والكافي هو

$$\frac{e_1 \cdot (u_i - u_0)}{\lambda} = m_1 \quad (١٨ د)$$

على أن تكون m_1 عدداً صحيحاً ، وكان باستطاعتنا استخلاص هذا الشرط في الحال ، فالموجات المستطيرة من أى زوج من الذرات تصل متفقة في الطور مع بعضها البعض فقط إذا وصات الموجات المستطيرة من ذرتين متجاورتين متفقة في الطور مع بعضها البعض ، وهذا هو بالضبط ما يقول به الشرط (١٨ د) .

وباستخدام علاقة دي بروي ، يمكننا أن نعيد كتابة (١٨ د) في صورة فيزيائية مثيرة ، كما يلي . إذا كانت p_i هي كمية الحركة للحزمة الساقطة و p_0 هي كمية الحركة للحزمة المستطيرة ، فإننا نحصل على

$$\frac{u_i}{\lambda} = \frac{p_i}{h}, \quad \frac{u_0}{\lambda} = \frac{p_0}{h} \quad (١٨ هـ)$$

ويمكن كتابة الشرط (١٨ د) على الصورة

$$e_1 \cdot (p_i - p_0) = e_1 \cdot q = m_1 h \quad (١٨ و)$$

حيث $q = p_i - p_0$ هي كمية الحركة التي تنتقل إلى المصفوفة . وعلى هذا يكون شرط الحصول على أكبر قيمة للحيود بالنسبة لمصفوفة أحادية البعد هو أن حاصل الضرب القياسي لكمية الحركة المنتقلة q مع المتجه e_1 يجب أن يكون مضاعفاً صحيحاً للثابت h : أى أن كمية الحركة المنتقلة في اتجاه المصفوفة يكون مقدار « كياً »

١٩ - لقد افترضنا ضمناً في مناقشتنا بأن عملية الإستطارة تكون من النوع المرن ، مما يعنى بأن طاقة (تردد) الجسم المستطير تكون مساوية لطاقة (أو تردد) السقوط . وهذا يتضمن شرطاً آخر : وهو أن مقداراً كمية الحركة الساقطة هي نفس مقدار كمية الحركة المستطيرة . وعلى هذا فإن مواضع أكبر قيم للحيود تتحدد بواسطة شرطين

$$e_1 \cdot (p_i - p_0) = e_1 \cdot q = m_1 h \quad (١٩ أ)$$

و

$$|p_i| = |p_0| \quad (١٩ ب)$$

حيث m_1 أى عدد صحيح .

يجب أن تحقق كمية الحركة الشرطين (١٩ أ) و (١٩ ب) تماماً بالنسبة لمصفوفة لانهاية الطول . أما بالنسبة لمصفوفة محدودة فإننا نلاحظ أيضاً بعض الحيود خارج الاتجاهات المحددة بالشروط السابقة .

وتتوقف حدة النهايات العظمى للحيود (كدالة في الزاوية) على عدد الذرات في المصفوفة . نحن نفترض أن العدد كبير وأن الجسيمات المستطيرة تنطلق على هذا في اتجاهات محددة تماماً ، كما تبين المعادلات (١٩ أ) و (١٩ ب) . هذه المعادلات تعرف مجموعة من الأشكال المخروطية ، مخروط واحد لكل عدد صحيح m_1 . هذه الأعداد الصحيحة تكون بالطبع معرضة للقيود

$$|m_1| \leq 2|e_1||p_i|/h \quad (١٩ ج)$$

وذلك لأن كمية الحركة المتقلة لا يمكن أن تزيد عن ضعف كمية الحركة الساقطة .

٢٠ - يمكننا بسهولة أن نجد الشروط المناظرة لقيم الحيود العظمى بالنسبة لمصفوفة ثنائية البعد . فالشرط (١٩ أ) يجب أن يتحقق لكل اتجاه في الشبكة ، أى لكل خط يحتوى على أكثر من ذرة . ويجب أن تتحقق على وجه الخصوص لحواف غلية الوحدة ، وعلى هذا يكون لدينا الشروط

$$e_1 \cdot (p_i - p_0) = m_1 h, \quad e_2 \cdot (p_i - p_0) = m_2 h \quad (٢٠ أ)$$

$$|p_i| = |p_0| \quad (٢٠ ب)$$

حيث m_1 و m_2 هي أعداد صحيحة ، ويمكن القول مرة أخرى بأن كمية الحركة المتقلة في مستوى الشبكة تكون « مكافئة » . لإثبات هذا بشكل أكثر وضوحاً ، دعنا نعرف متجهين q_1 و q_2 في المستوى (e_1 و e_2) بواسطة الشروط .

$$\begin{aligned} e_1 \cdot q_1 &= h, & e_2 \cdot q_1 &= 0 \\ e_1 \cdot q_2 &= 0, & e_2 \cdot q_2 &= h \end{aligned} \quad (٢٠ ج)$$

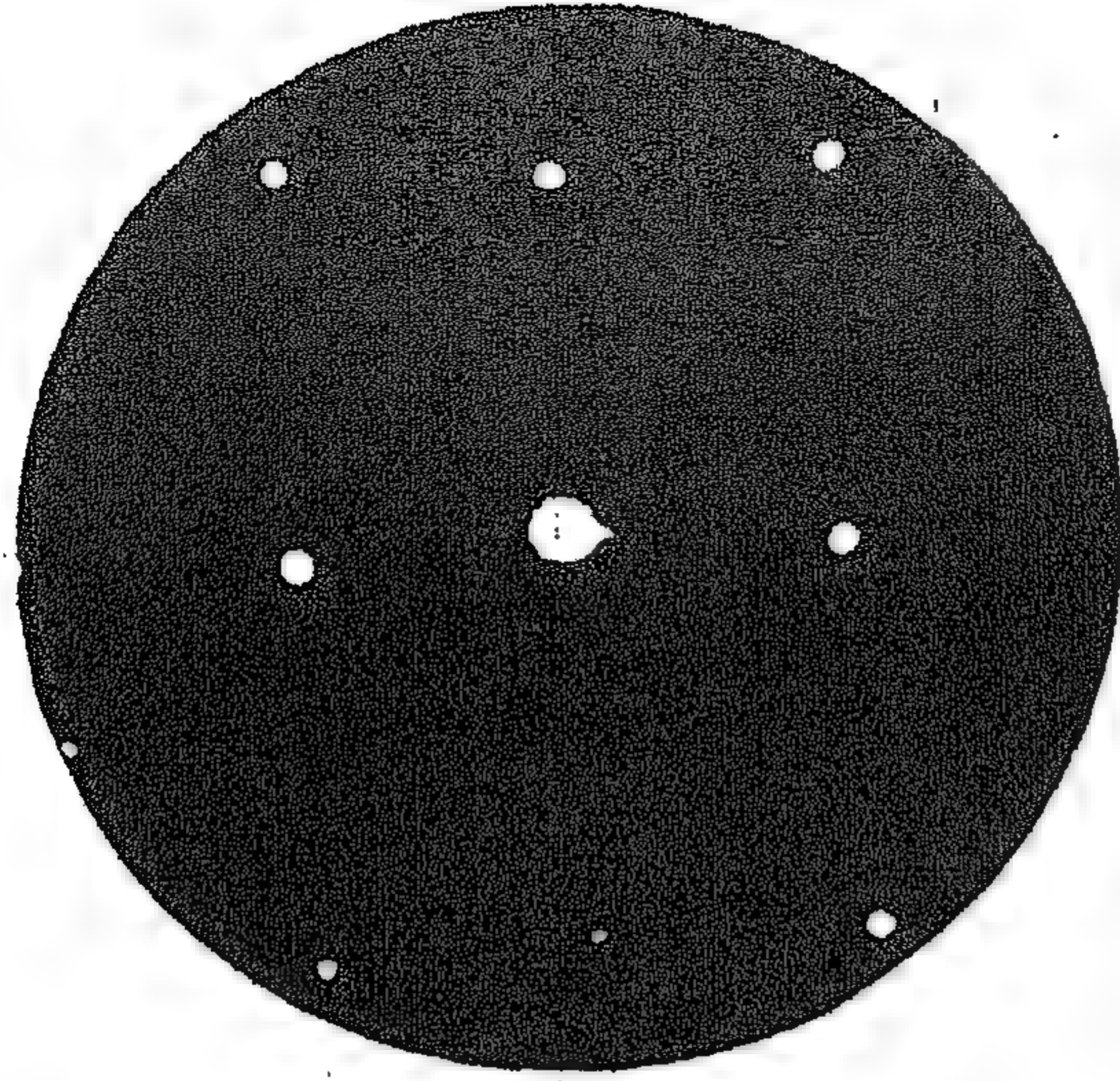
هذه المعادلات لها دائماً حل منفرد (أحادى) . لاحظ أن المتجهات q_1 و q_2 ليس لها على وجه العموم نفس اتجاهات e_1 و e_2 إلا إذا كانت الشبكة على شكل مستطيل .

وعلى هذا تقرأ الشروط (٢٠ أ)

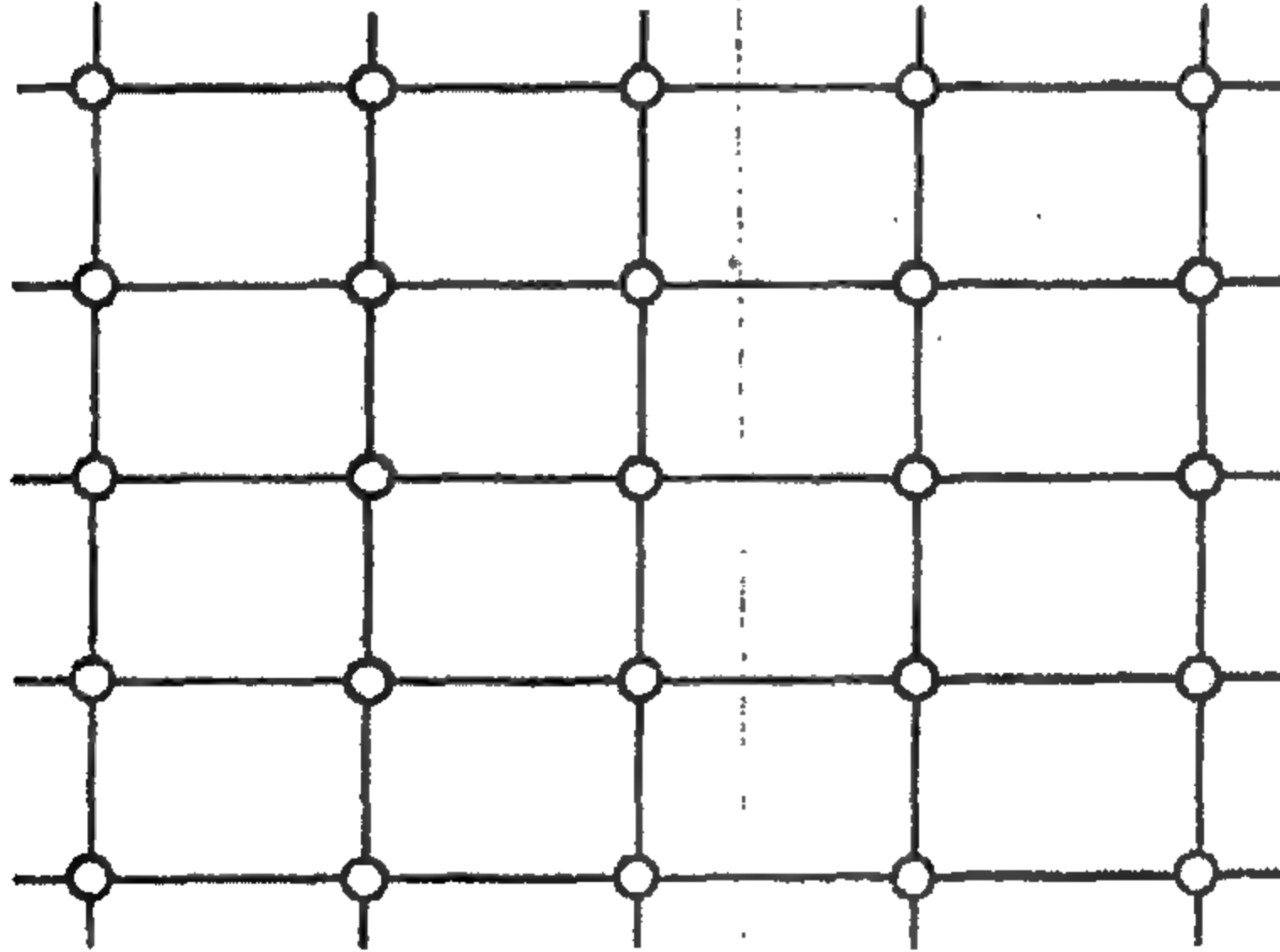
$$q = p_i - p_0 = m_1 q_1 + m_2 q_2 + q^* \quad (٢٠ د)$$

حيث تكون m_1 و m_2 أى أعداد صحيحة ، وحيث تكون q^* أى متجه اختياري عمودى على مستوى الشبكة . وتكون كمية الحركة المتقلة إلى الشبكة مكافئة ، في حين أن المركبة العمودية لا تكون كذلك . ويتحدد مقدارها بالشرط (٢٠ ب) الذى يشير إلى أن الاستطارة تكون مرنة . وعلى هذا يمكننا أن نجد عدة حلول للمعادلات (٢٠ أ) و (٢٠ ب) بشرط أن لا تكون كمية الحركة الساقطة صغيرة جداً (أى بشرط ألا يكون الطول الموجي كبيراً جداً) . وتنطلق الأشعة الحائدة في عدد من الاتجاهات المنفصلة المعروفة تماماً ، وليس على شكل سطوح مخروطية ، كما هو الحال بالنسبة للمصفوفة أحادية البعد .

في تجربة دافيسون وجيرمر لا تتوغل الإلكترونات قليلة الطاقة في البلورة إلا قليلاً . ويكون الحيود بواسطة الذرات التى في طبقة السطح ، وبذلك تطبق النظرية الخاصة بالشبكة ثنائية البعد .



شكل ٢٠ أ الموضح بأعلى يبين نمط الحيود للإلكترونات المستطيرة إلى الخلف من سطح بلورة من النيكل . حيث كانت الإلكترونات ساقطة في اتجاه عمودي على سطح البلورة ، بطاقة قدرها 76 eV . هذه حالة نمطية تنطبق عليها نظرية الحيود لشبيكة ثنائية البعد .



شكل ٢٠ ب الموضح بأعلى يبين التماثل في مستوى هذا الوجه بالذات للبلورة . ويمكننا أن نتصور بأن الدوائر الصغيرة تمثل ذرات النيكل في الطبقة السطحية . ويمكس نمط الحيود تماثلاً شبيهاً بتماثل المستطيل . سؤال للقارئ : هل الشكلان ماثلان بالنسبة لبعضهما بطريقة صحيحة أم كان من الواجب أن يدور الشكل السفلي بزاوية قدرها 90° ؟

(صورة حيود الإلكترونات بالإذن من *Dr A. U. MacRae, Bell Telephone Laboratories, New Jersey*)

٢١ - بالنسبة لمصفوفة ذات ثلاثة أبعاد يكون لدينا

$$\begin{aligned} e_1 \cdot (p_i - p_0) &= m_1 h, \\ e_2 \cdot (p_i - p_0) &= m_2 h, \\ e_3 \cdot (p_i - p_0) &= m_3 h \end{aligned} \quad (٢١ أ)$$

$$|p_i| = |p_0| \quad (٢١ ب)$$

حيث m_1 ، m_2 و m_3 أى أعداد صحيحة . أسوة بما أنجزناه في البند السابق ، دعنا نعرف المتجهات q_1 ، q_2 و q_3 بالشروط التالية :

$$\begin{aligned} e_1 \cdot q_1 &= h, & e_2 \cdot q_1 &= 0, & e_3 \cdot q_1 &= 0 \\ e_1 \cdot q_2 &= 0, & e_2 \cdot q_2 &= h, & e_3 \cdot q_2 &= 0 \\ e_1 \cdot q_3 &= 0, & e_2 \cdot q_3 &= 0, & e_3 \cdot q_3 &= h \end{aligned} \quad (٢١ ج)$$

هذه المعادلات لها دائماً حلول منفردة . وعندئذ نستطيع أن نكتب الشروط (٢١ أ) على الصورة

$$q = p_i - p_0 = m_1 q_1 + m_2 q_2 + m_3 q_3 \quad (٢١ د)$$

وتكون كمية الحركة المنتقلة « مكاه » بحيث يجب أن تكون تجميعاً خطياً ، بمعاملات صحيحة ، للمتجهات الثلاثة q_1 ، q_2 و q_3 المحددة بالتركيب الهندسى للشبكة . إذا ما تأملنا المعادلة (٢١ د) فإننا نلاحظ أن القيم الممكنة لكمية الحركة المنتقلة تكون شبكية في حيز كمية الحركة . وتعرف هذه الشبكة بالشبكة المقلوبة للبلورة .

بالنسبة للكمية الاختيارية الساقطة لا يكون من الممكن دائماً أن نتحقق من المعادلات (٢١ د) و (٢١ ب) . وتكون المعادلات (٢١ أ) و (٢١ ب) عندما تؤخذ معاً أربع معادلات تحدد المركبات الثلاثة لكمية الحركة النهائية p_0 . ويوجد الحل فقط في حالة ما إذا كانت البلورة موجهة في الوضع الصحيح .

٢٢ - افترض الآن أننا أجرينا تجربة الحيود على عينة مكونة من عدد كبير جداً من الميكروبلورات ذات الأوضاع المشوائية . عندئذ سيكون هناك دائماً بعض من هذه البلورات موجهة داخل العينة بحيث تتحقق الشروط (٢١ أ) و (٢١ ب) . (على الأقل وجه التقريب) . مثل هذه العينة يكون هناك عندئذ شرطان للحصول على قيم عظمى للحيود ، وهما

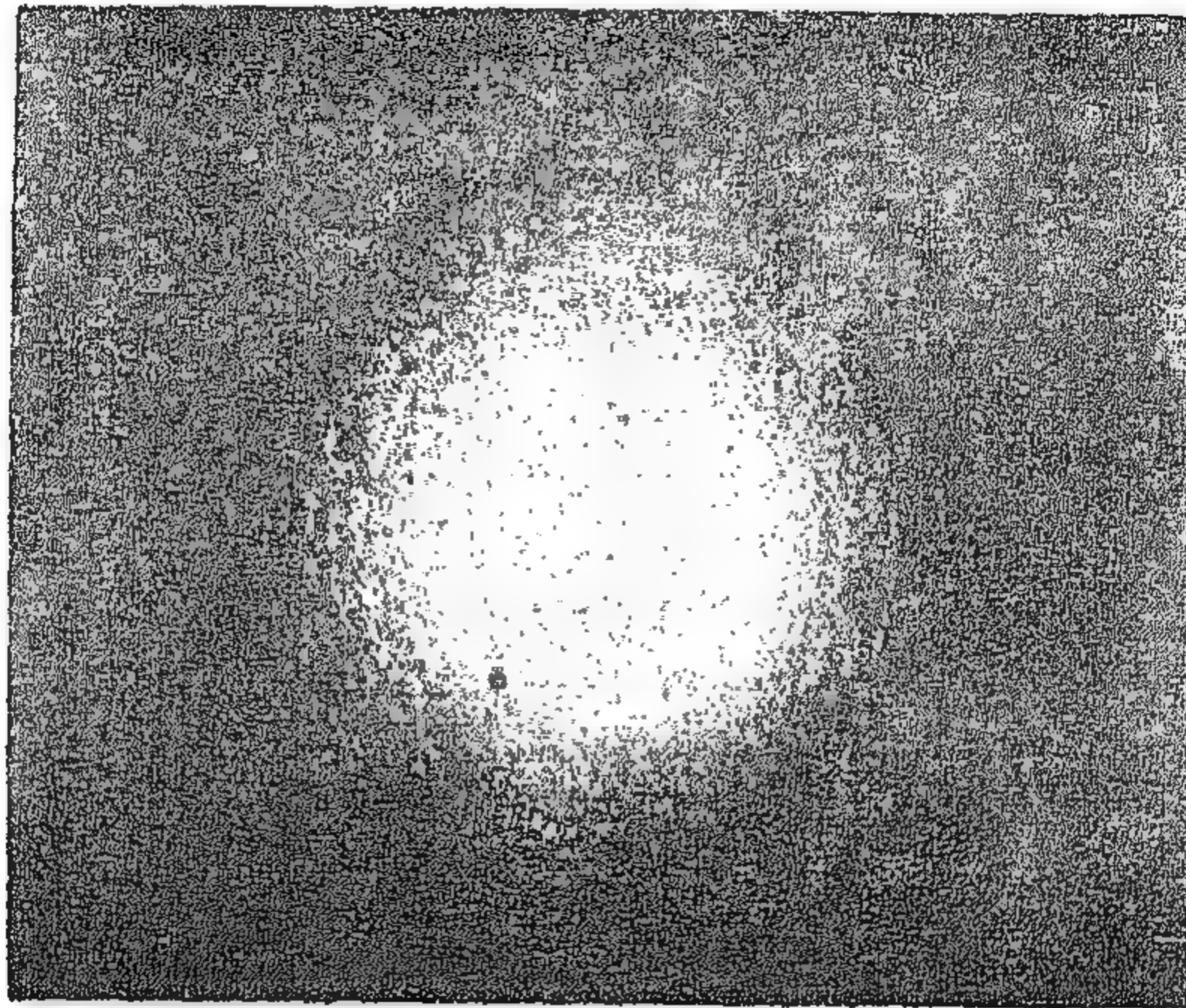
$$|p_i - p_0| = |m_1 q_1 + m_2 q_2 + m_3 q_3| \quad (٢٢ أ)$$

$$|p_i| = |p_0| \quad (٢٢ ب)$$

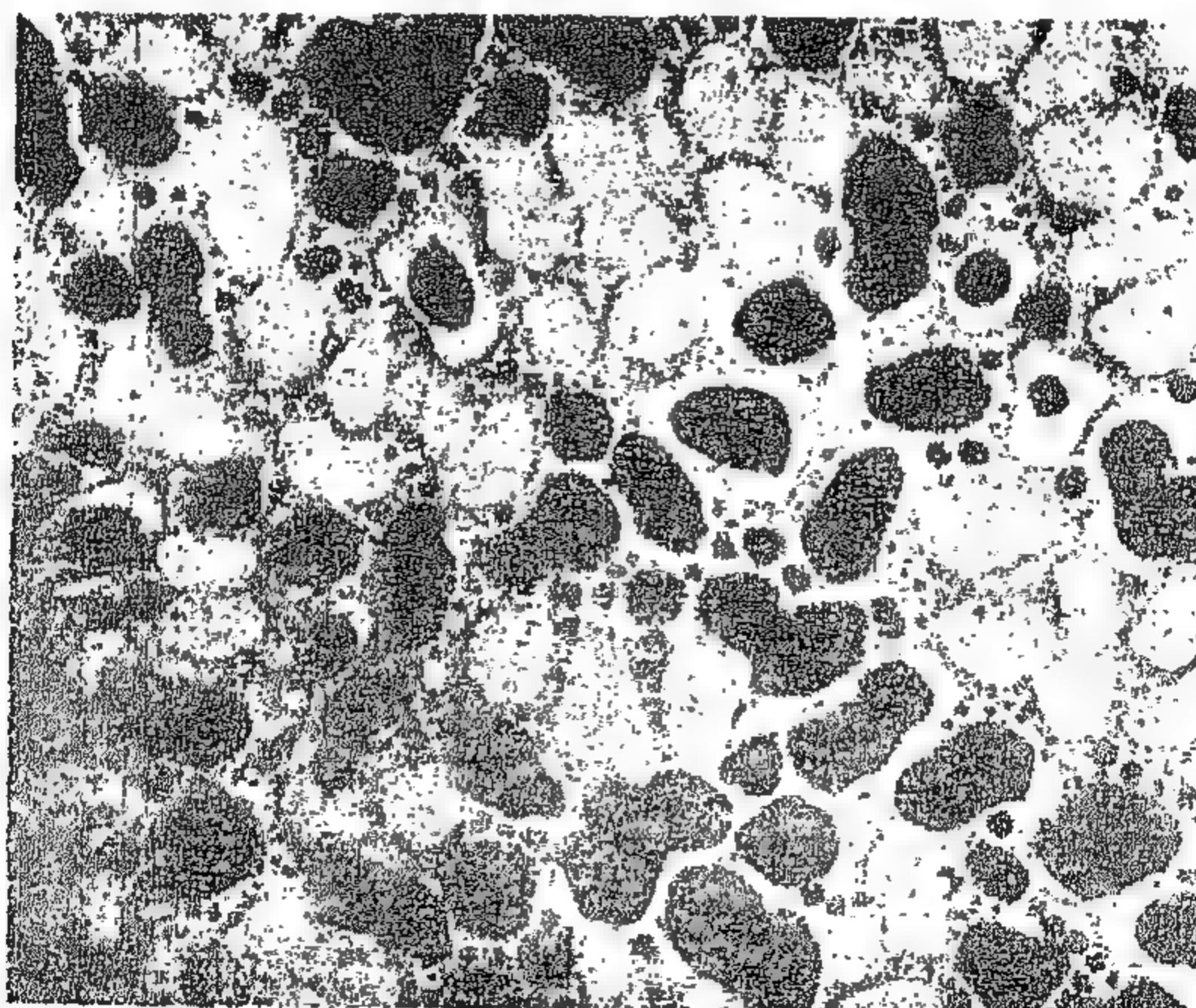
حيث m_1 ، m_2 و m_3 أى أعداد صحيحة وحيث q_1 ، q_2 و q_3 هي المتجهات التي نوقشت في البند السابق ، لبعض الاتجاهات المعنية لشبكة البلورة . وتوجد بالفعل حلول للمعادلات السابقة ، ونحن نرى أن الأشعة الحائدة تنطلق على شكل مجموعة مخروطية متمركزة حول اتجاه السقوط .

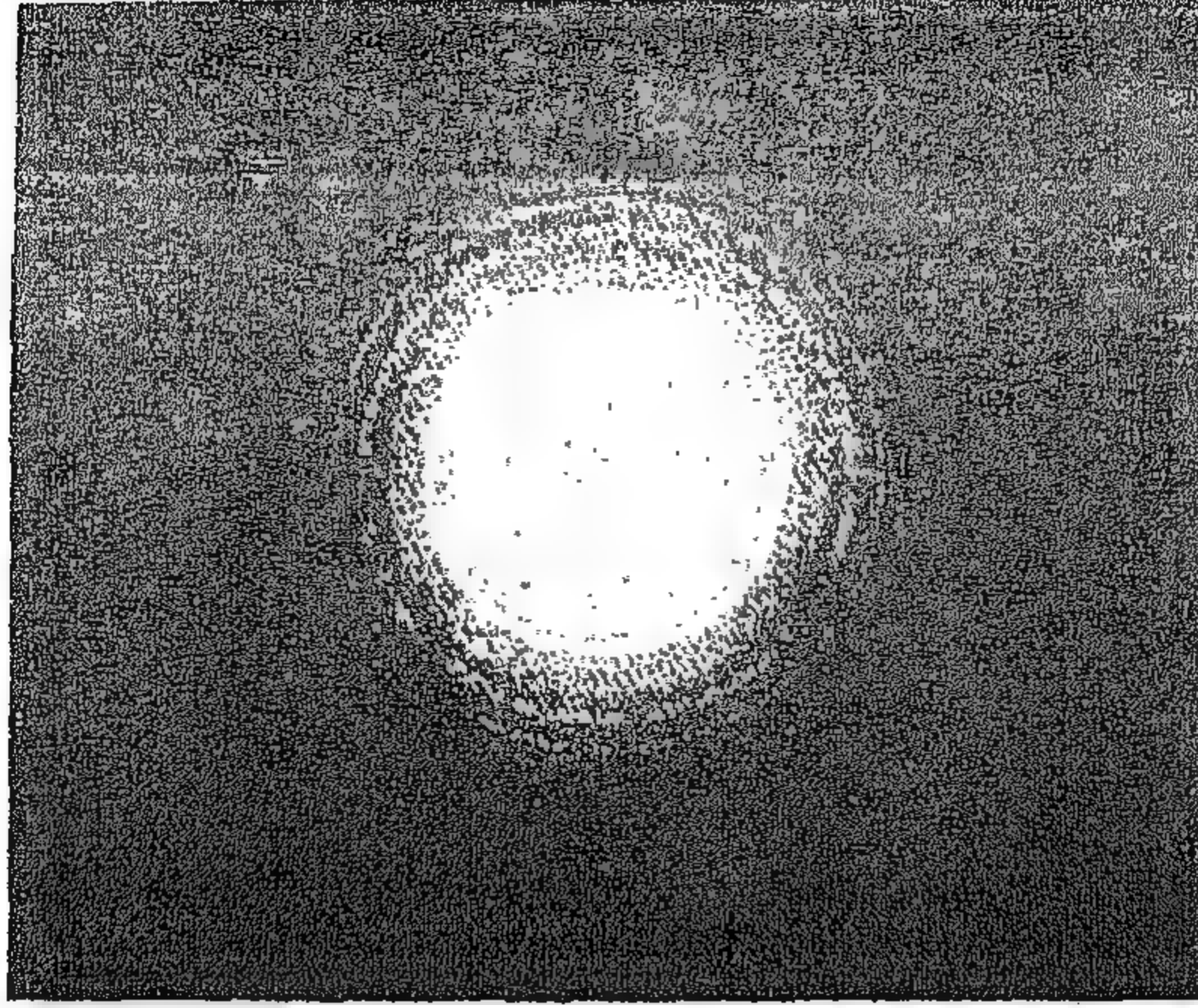
وبين الشكل التخطيطي ١٤ أ كيف تجرى تجربة الحيود بناء على النظرية السابقة : في تجارب الأشعة السينية تكون العينة في الغالب كمية صغيرة من المسحوق الناعم لعدد كبير من البلورات الميكروية . وبهذه الطريقة

أمكن الحصول على الصورة ١٤ ج . والخطوط الظاهرة في شريط الفيلم هي عبارة عن تقاطعات الأشكال المخروطية (المعروفة بالشروط (٢٢ أ) و (٢٢ ب) مع شريط الفيلم .



شكل ٢٢ أ - ب الصورة العلوية تبين حلقات الحيود الألكتروني التي تم الحصول عليها باستخدام الطريقة الموضحة تخطيطياً في شكل ١٤ أ وتتكون العينة ، كما كانت بالنسبة للصورة ١٤ أ ، من بلورات صغيرة من القصدير الأبيض مرسبة على شريحة رقيقة من أول أكسيد السليكون . وتبين الصورة السفلية شكل العينة في الميكروسكوب الألكتروني (8 mm تناظر 1000 Å) البقع السوداء هي صورة البلورات (تتوقف درجة السواد على ميل البلورات) والبقع الفاتحة عبارة عن حفر في SiO₂ التي لا تظهر بمجرد أن تحتلها البلورات أثناء تجهيز العينة . متوسط جرم البلورات كان حوالي 1600 Å .
للحصول على صورة الحيود كانت حزمة الألكة وفات مقتصرة على مساحة صغيرة نسبياً من العينة . باعتبار النظرية الواردة في بنا ٢٢ فإننا نتوقع أن نرى نقطاً منفصلة ، وهو ما تبينه الصورة بالفعل . بدلا من الحلقات المحددة تماماً .
(صورة بالإذن من Dr. W. Hines and Professor W. Knight, Berkeley)



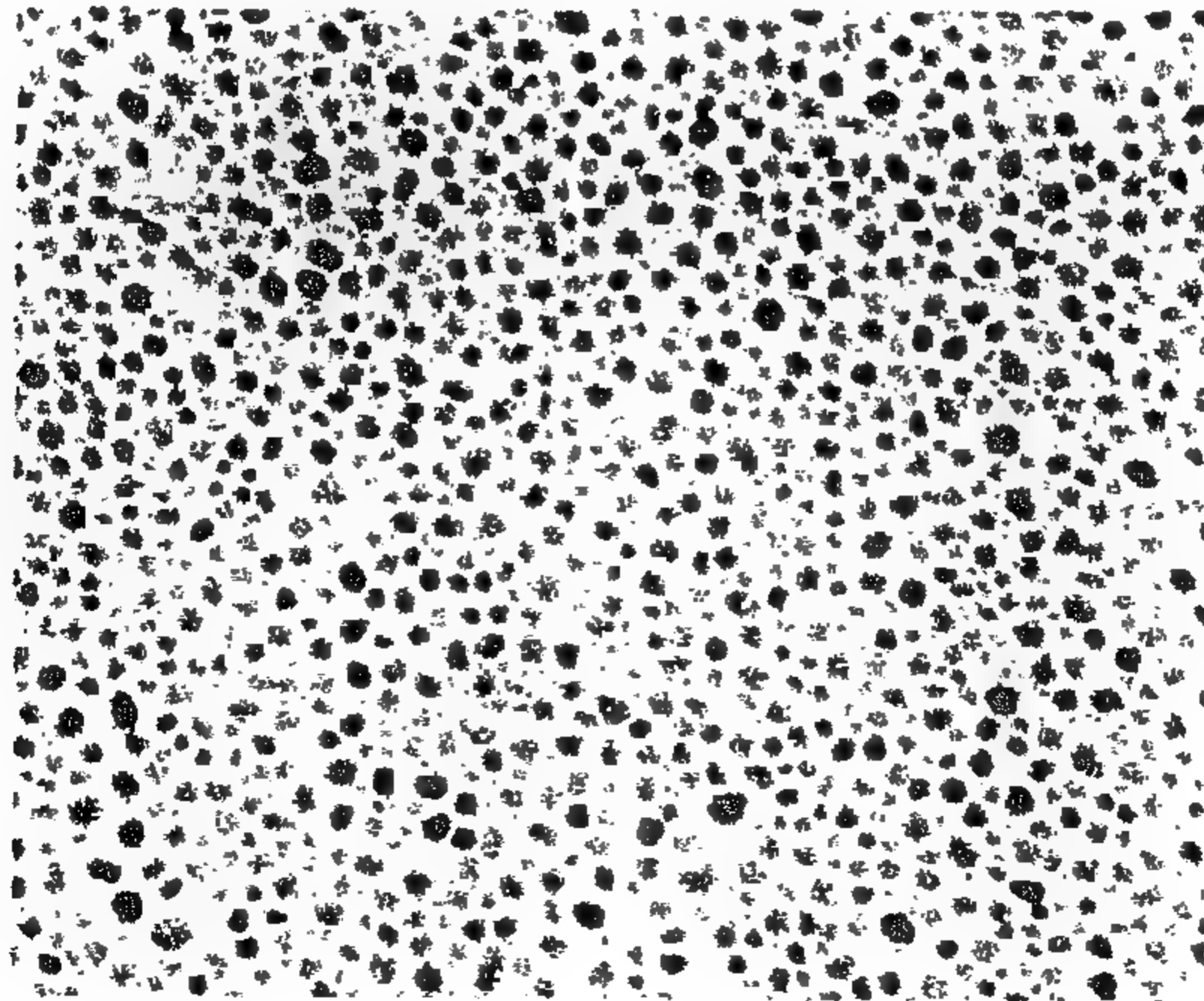


الشكلان ٢٢ ج - د تم الحصول على هاتين الصورتين بنفس الطريقة التي تم بها الحصول على الصورتين ٢٢ أ - ب . والعينة هنا تتكون من بلورات أصغر حجماً (متوسط بعدها 200 \AA) . وينشأ نمط الحيود من عدد أكبر بكثير من البلورات . وتبدو الحلقات بشكل أفضل ، على الرغم من أن النقط المنفصلة يمكن رؤيتها . ويجب مقارنة الصورتين ٢٢ أ ، ٢٢ ج بالصورة ١٤ ب التي لا يمكن أن نرى فيها نقلاً منفصلة . الصورة الأخيرة كانت مأخوذة بحزمة من الإلكترونات التي عبرت جزءاً أطول بكثير من العينة وبناء على هذا فإننا نرى نمطاً من الحلقات المحددة تماماً حيث أن كل الاتجاهات للبلورات تكون مثلة تماماً في العينة .

كانت طاقة الإلكترونات 100 keV بالنسبة للصورة ١٤ ب ، ١٤ أ ،

١٤ ج هذه الطاقة تناظر طولاً موجياً قدره حوالي 0.04 \AA .

(صورة بالإذن من *Dr. W. Hines and Professor W. Knight, Brekeley*)



يمكننا أن نفهم بسهولة أنه إذا كانت العينة صغيرة جداً . بمعنى أنها لا تحتوي على عدد كاف من البلورات فإن توزيع الأشعة الحادثة على السطوح المخروطية المحددة يكون غير منتظم بالمرّة . وفي هذه الحالة لا نرى دوائر متصلة على لوح التصوير ، ولكن نرى بدلاً عن ذلك نقطاً متفردة . ويتضح هذا بشكل جميل في الصور ٢٢ أ ، ٢٢ ج . هذه الصور التي يجب مقارنتها بالصورة ١٤ ب ، تبين حيود الكثرونات ذات طاقة قدرها 100 keV بواسطة بلورات من القصدير . وفي هذه الحالة تنفذ الموجات الألكترونية تماماً في البلورات الصغيرة . وقد استخدم الميكروسكوب الألكتروني كجهاز للحيود . وتبين الصور ٢٢ ب و ٢٢ د ، المأخوذة بنفس الميكروسكوب الألكتروني ، كيف تبدو العينة .

لا يوجد غير ثابت بلانك واحد

٢٣ - هذا العنوان الفرعي قد يثير عجب القارئ . بالطبع يوجد بالتعريف ثابت بلانك واحد فقط . فإلى النتيجة الهامة التي ينوي المؤلف استخلاصها من هذه الحقيقة العادية ؟

النقطة الأساسية تماماً هي أننا لانحتاج في الفيزياء لأكثر من ثابت واحد من « طراز ثابت بلانك » . اعتبر أن علاقة دي برولي مكتوبة على الصورة

$$h = \lambda p \quad (١٢٣)$$

حيث p هي كمية الحركة للجسيم ، و λ هو طول موجة دي برولي للجسيم . الكيات p ، λ يمكن قياس كل منهما مستقلاً عن الآخر ، ويمكننا تعيين ثابت بلانك h بقياس زوج من المتغيرات المتناظرة (p, λ) . وإلّا الحقيقة تجريبية جديرة بالملاحظة أننا نحصل دائماً على نفس القيمة h ، بصرف النظر عن نوع الجسيم الذي نراقبه ، أن يكون الحال على هذه الصورة ليس أمراً ثانوياً .

ربما لا يكون القارئ قد انبهر بهذا ، فإننا يمكننا ، على أي حال ، اشتقاق هذه العلاقة بناء على بعض الأفكار البسيطة جداً . دعنا ، إذن نختبر المقدمات المنطقية لهذا الاشتقاق .

٢٤ - في مناقشتنا الواردة في البنود ٣ - ٥ افترضنا وجود موجه مرافقة لكل جسيم مادي ، بطريقة تجعل سرعة المجموعة مساوية لسرعة الجسيم ، وافترضنا بالإضافة إلى ذلك أن الوصف الموجي - الجسيمي يحقق مبدأ النسبية الخاصة ، مما يعني بأن العلاقة بين متجه الموجه وترددها ، وبين كمية الحركة وطاقة الجسيم يجب أن تكون هي نفسها في كل إطارات القصور وعلى هذا الأساس استخلصنا النتيجة :

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k \quad (١٢٤)$$

حيث E هي الطاقة ، p هي كمية الحركة ، ω هو التردد ، k هو متجه الموجه ، وحيث أن \hbar ثابت معرف بالعلاقة

$$E_0 = mc^2 = \hbar\omega_0 \quad (٢٤ ب)$$

أي بدلالة طاقة السكون E_0 و « تردد السكون » ω_0

كيف يمكننا استنتاج أن \hbar هو بالفعل ثابت بلانك ؟ يتم ذلك عن طريق التقبّل . فالعلاقة $E = h\nu$ صحيحة للفوتونات ، وقد يغرينا هذا كي نتنبأ بأنها أيضاً صحيحة بالنسبة للجسيمات المادية ، ولكن هذه بالضبط هي النقطة الحاسمة : هل العلاقة الأولى (٢٤ أ) صحيحة حقاً لكل الجسيمات المادية ؟

وعلى هذا فإن ما اثبتناه حقيقة في البند ٣ - ٥ هو أن الصلة بين الطاقة ، كمية الحركة ، التردد ومتجه الموجة تكون

$$E = C\omega, \quad p = Ck \quad (٢٤ ج)$$

حيث C ثابت مميز للجسيم ، وهذا الثابت يكون معروفاً ، على سبيل المثال ، بالعلاقة

$$C = \frac{E_0}{\omega_0} \quad (٢٤ د)$$

ليس هناك ، على أى حال ، سبب يدعو لأن يكون C هو نفس الثابت لكل الجسيمات . فغالما قد يكون متفاوتاً ، وقد يكون من الممكن أن نجد بالتجربة أن $C = \hbar$ للفوتونات $C = 7\hbar$ للإلكترونات $C = 17\hbar$ للبروتونات ، وبشكل عام قد يكون من الممكن أن نجد أنه في حين أن الألكترونات والبروتونات تكون مترافقة بموجات دي برولي ، لا توجد موجات مادية مرافقة للنيوترونات !

٢٥ - لحسن الحظ أن المادة التجريبية المتاحة تستبعد احتمال أن تكون « ثوابت طراز بلانك » C مختلفة لأنواع الجسيمات المختلفة . ونحن نقول « لحسن الحظ » لأن صياغتنا الراهنة ذات الفلسفة الجمالية للميكانيكا الكمية تتوقف بطريقة أساسية على افتراض أن $C = \hbar$ هو ثابت عالمي ، لا يتوقف على نوع الجسيم . إذا لم يكن الحال كذلك فإن نظرية الجسيمات الأولية والتفاعلات التي بينها قد تكون بالفعل مختلفة تماماً .

إلى أى درجة يمكن التحقق عملياً من الفرض بأن $C = \hbar$ لكل أنواع الجسيمات ؟ أن التجارب المباشرة ، الشبيهة بتجارب دافيسون وجيرمر ، أو طومسون ، قد تم إجراؤها فقط على أنواع قليلة من الجسيمات . وقد استخدمت في الحال مثل هذه التجارب كاختبارات للعلاقة $h = \lambda p$ ، ولكنها تجارب محدودة الدقة بطبيعتها . إلا أنها تعزز اعتقادنا في عالمية العلاقات (٢٤ أ) ، إلا أن الأساس الحقيقي في ثقتنا بتلك العلاقات هو النجاح الشامل لميكانيكا الكم . وتوجد كمية هائلة من الدلائل التجريبية التي تؤكد العلاقات (٢٤ أ) بطريقة غير مباشرة . إلا أن تحليل هذه الدلائل ليس دائماً قاطع البوضوح وبسيط كما هو الحال في حينود الألكترونات بالبلورات . ولكنها في جملتها مقنعة تماماً . إن اعتقادنا بأن العلاقات (٢٤ أ) صحيحة تماماً هو إلى حد ما مشابه لاعتقادنا بأن العلاقة $E_0 = mc^2$ هي أيضاً صحيحة تماماً والدليل المباشر على صحة العلاقة الأخيرة قوى جداً ، ولكن إجمالى الأدلة غير المباشرة ، المتعلقة بالصلاحيّة العامة لأفكار النسبية الخاصة ، هي في الحقيقة التي تقنعنا . وليس هناك أقل بادرة في موادنا التجريبية بأن العلاقة (٢٤ أ) أو العلاقة $E_0 = mc^2$ قد تكون فقط حقيقة تقريبية . فنحن نفترض أنهما صحيحتان تماماً . ونحن نعتبرهما أحجار الزوايا في بناء النظرية الفيزيائية .

دعنا نستعيد مناقشتنا في البند ١٢ ، من الفصل الثاني . لقد سقنا الدليل على الدور الأساسي الذي تؤديه الثوابت c و \hbar في فيزياء الكم النسبية ، ولذلك قد يكون من المفيد اختيار نظام وحدات تكون فيه $\hbar = c = 1$. مثل هذا النظام لا يكون له معنى إذا كان لكل جسيم ثابتاً من طراز ثابت بلانك C . ولأننا نعتقد بوجود ثابت واحد فقط فهذا يعنى ، على سبيل المثال ، بأن الكتلة والطاقة والتردد مرتبطة دائماً بنفس الطريقة ، كما يمكن اعتبار الكلمات « كتلة » ، « طاقة » و « تردد » كأسماء مختلفة لشيء واحد* .



قد يتساءل القارئ فيما إذا كانت موجات الصورة تتبع كذلك العلاقات (٢٤ أ) . هي بالفعل كذلك ، ونسمى « جسيمات » موجات الصوت بالفونونات . وتأتى طاقة الموجة الصوتية ، في المادة الجلمنة مثلاً ، على شكل طرود مقدار كل منها $\hbar\omega$ ، حيث ω هو التردد . ولكننا لانعتبر الفونونات جسيمات أولية ، لأنه يمكن تفسيرها تماماً بدلالة الجسيمات « الحقيقية » في المادة الجلمدة . فوجات المرونة هي حركات جماعية للألكترونات والأنوية وعلى الرغم من هذا فمن المفيد في بعض الأحيان أن نعتبر الجسيمات « الحقيقية » كما لو كانت موجات « صوتية في الأثير » .

(*) يفضل المؤلف أن يستخدم لفظ « كتلة » لرمز فقط إلى كتلة السكون ، لنظام معزول (أى طاقة السكون مقسومة على c^2) . بهذا الاستخدام فإن « كتلة الجسيم » سواء كان متحركاً أو غير متحرك ، تعنى كتلة السكون للجسيم . كتاب آخرون غالباً ما يتحدثون عن « كتلة » الجسيم على أنها الكتلة الكلية مقسومة على c^2 .

٢٦ - باعتبار العلاقات (٢٤ أ) ، يمكننا أن نعيد صياغة قوانين حفظ الطاقة و كمية الحركة التي تتحقق في عمليات التصادم .

وليكن مفهوماً بمعنى عام أن حدث التصادم يمكن وضعه كما يلي . عند زمن سابق يوجد هناك عدد من الجسيمات المتحركة بطريقة من شأنها أن تجعل الجسيمات منفصلة تماماً عن بعضها البعض . لتكن كيات تحركها هي p_1, p_2, \dots, p_i ، وطاقتها هي E_1, E_2, \dots, E_i عندما نقول بأن الجسيمات تكون في البداية « منفصلة تماماً » عن بعضها البعض فإننا نعني بأنها تتحرك في البداية بحيث لا تكون التفاعلات فيما بينها ذات أثر فعال عند بداية الزمن . وتكون هذه الفكرة معقولة إذا افترضنا بأن القوى المؤثرة بين الجسيمات تؤول بسرعة إلى الصغر عندما تزداد المسافات بين الجسيمات . وعلى هذا فإن كل جسيم يتحرك في البداية وكأن كل الجسيمات الأخرى غير موجودة . وبمرور الزمن تتقارب الجسيمات في « منطقة التصادم » وتبدأ القوى بين الجسيمات تلعب دورها . وهنا يحدث التفاعل بين الجسيمات مما يسبب انحرافها . بالإضافة إلى ذلك فإن بعض الجسيمات قد تزال وقد تولد جسيمات جديدة .

إذا ما انتظرنا مدة كافية من الزمن فإن الجسيمات المتضمنة في حدث التصادم سوف تستعير مرة أخرى ، وسوف تقل فعالية التفاعلات بين الجسيمات لسبب بسيط ، وهو أنها لم تعد قريبة من بعضها البعض . وعند زمن متأخر سوف يتحرك كل جسيم كما لو كانت الجسيمات الأخرى غير موجودة . ولتكن كيات الحركة للجسيمات بعد التصادم هي p'_1, p'_2, \dots, p'_j وطاقاتها هي E'_1, E'_2, \dots, E'_j عندئذ يمكن أن تكتب قوانين البقاء على الصورة

$$\sum_{r=1}^i E'_r = \sum_{s=1}^j E''_s, \quad \sum_{r=1}^i p'_r = \sum_{s=1}^j p''_s \quad (٢٦ أ)$$

أي أن الطاقة الابتدائية الكلية تساوي الطاقة النهائية الكلية ، و كمية الحركة الكلية الابتدائية تساوي كمية الحركة الكلية النهائية . ويكون من الضروري أن يتحقق شرط عدم وجود تفاعل فعلي بين الجسيمات عند « زمن سابق » أو عند « زمن متأخر » ، لأنه خلافاً لذلك لا تكون الطاقة الكلية مساوية لمجموع طاقات الجسيمات المنفردة . فإذا ما تفاعلت الجسيمات مع بعضها البعض وجب علينا أن ندخل « طاقة التفاعل » في التعبير الخاص بالطاقة الكلية .

على القارئ أن يلاحظ بأنه ليس هناك ما يدعو لأن تكون الجسيمات أولية ، فن الممكن كذلك أن تكون جسيمات مركبة ، مثل الذرات أو الأنوية . وعند مناقشة أحداث التصادم فإننا نعني بالجسيم أى جسيم ذي استقرار معقول بحيث يكون له كمية حركة و طاقة (سكون) بمجرد انفصاله عن الجسيمات الأخرى المشابهة . ويمكن كشال اعتبار التصادم بين ذرة هيليوم متعادلة والكثرون . بفرض أن ذرة الهيليوم تتأين في عملية التصادم . عندئذ يوجد في البداية جسيان هما الإلكترون وذرة الهيليوم المتعادلة . ويوجد في النهاية ثلاثة جسيمات الكثرونان وأيون الهيليوم أحادي الشحنة . (هذا بالطبع ، ليس فقط العائد الممكن لحدث التصادم . فقد تفقد ذرة الهيليوم

كلا الإلكترونين في حدث التصادم ، أو كان من الممكن ألا تفقد شيئاً ، أضف إلى ذلك أن التصادم قد يؤدي إلى انبعاث واحد أو بعض من الفوتونات .

٢٧ - إذا سلمنا الآن ، أنه بناء على العلاقات (٢٤ أ) ، بوجود تردد ومتجه موجي مصاحب لكل جسيم من الجسيمات الأولية والنهائية ، فإننا نستطيع أن نعيد كتابة قوانين الحفظ ٢٦ أ على الصورة

$$\sum_{r=1}^i \omega'_r = \sum_{s=1}^j \omega''_s, \quad \sum_{r=1}^i k'_r = \sum_{s=1}^j k''_s \quad (٢٧ أ)$$

أي أن مجموع الترددات الابتدائية يساوي مجموع الترددات النهائية ، ومجموع المتجهات الموجية الابتدائية يساوي مجموع المتجهات الموجية النهائية . وتصبح قوانين الحفظ هذه متكافئة تماماً مع قوانين الحفظ (٢٦ أ) . فكل مجموعة من تلك القوانين تتضمن الأخرى . والسبب في ذلك هو وجود ثابت بلانك واحد فقط *

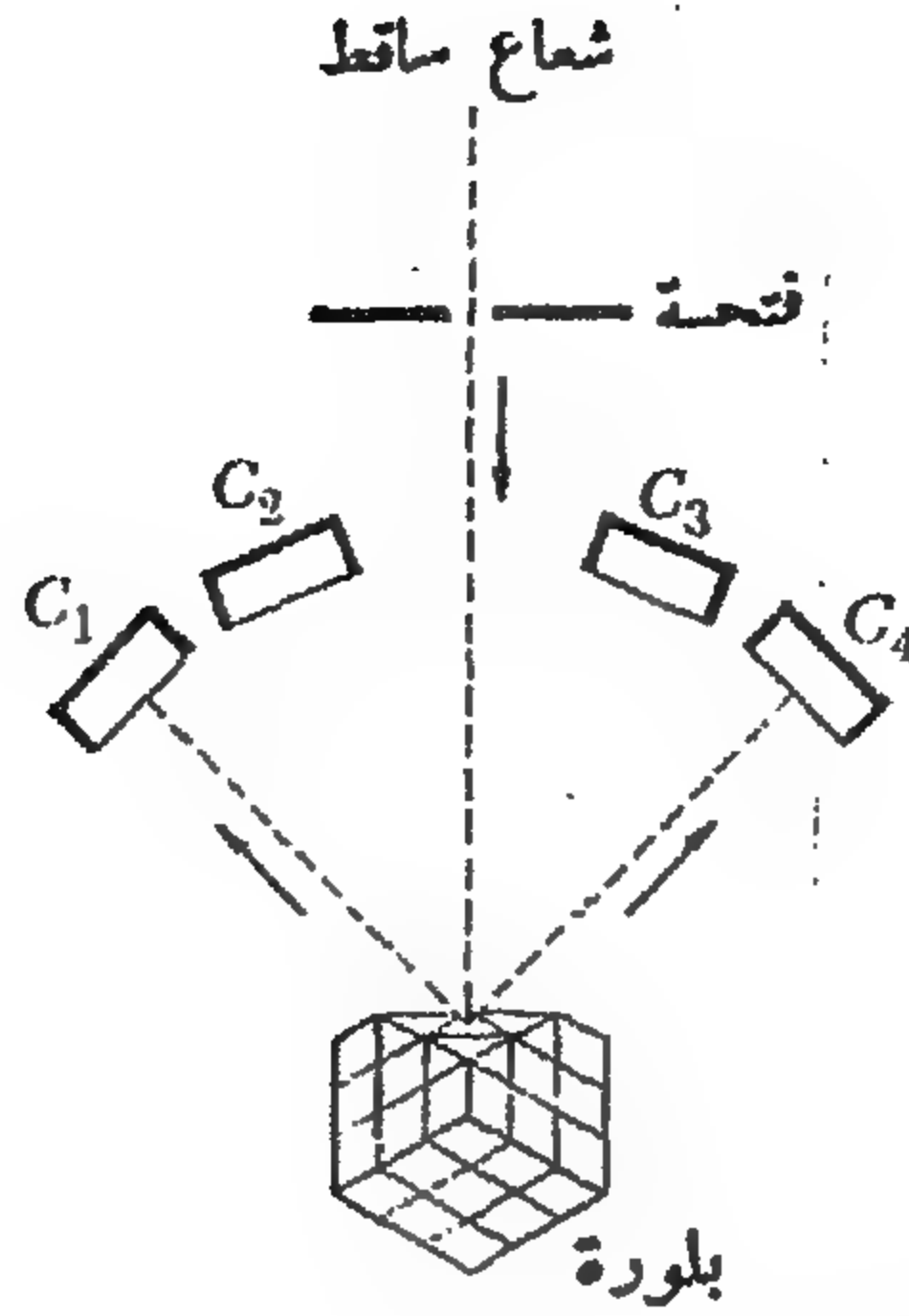
هل يمكن للموجات المادية أن تنشط

٢٨ - في الفصل السابق ناقشنا المفهوم الذي على أساسه يمكن أو لا يمكن للفوتونات أن « تنشط » . ولكي نكون محددين فسوف نناقش الآن الإلكترونات ، ولكن نتأجنا لها صفة العموم وتنطبق بنفس القدر على أي جسيم آخر .

في الفصل السابق استخلصنا أن الفوتون أحادي اللون ذي التردد ω لا يمكن أن ينشط بمعنى أننا نستطيع أن نكشف ، باستخدام خلية ضوئية ، « كسراً من الفوتون » يحمل فقط « كسراً » من الطاقة $\hbar\omega$. وبمعنى مشابه لا يمكن أن ينقسم الإلكترون ، لأنه لم يستطع أي إنسان أن يكتشف « كسوراً للإلكترون » .

٢٩ - لنتبر تجربة حيود الألكترونات الموضحة تخطيطياً في شكل ٢٩ أ . حيث تسقط حزمة من الألكترونات ذات كمية حركة محددة تماماً على سطح بلورة . ويتم الكشف عن الإلكترونات الحائدة بواسطة أربعة عدادات ، C_1 إلى C_4 ، يمكن أن نتصور وجود العدادين C_1 و C_4 في مكانين يكون للحيود عندهما قيمتان عظيمتان مختلفتان في حين يوضع كل من C_2 و C_3 عند القيم الصغرى للحيود .

(*) بالنسبة للقارئ الذي لديه معرفة متقدمة بالميكانيكا الكمية ، قد يبدو وكأن العلاقات (٢٧ أ) كان من الممكن اشتقاقها كل على حده ، على أساس تجانس الحيز الفيزيائي . مثل هذا الاشتقاق ممكن بالفعل ، بشرط أن نقبل أفكاراً معينة مميزة لميكانيكا الكم . ومن ناحية أخرى يكون من الواضح أنه لا يوجد دليل منطقي يثبت يدلنا على وجود متجه دي برولي مصاحبة للإلكترونات ، مع العلم بأن الألكترونات لها خواص موجية ، كذلك فالمنطق البحث لا يستطيع أن يدلنا على أن الثابت C يجب أن يكون هو نفسه لكل الجسيمات ، كما أن كمية الحركة ومتجه الموجة كمؤثرات لها تعاريف مستقلة ، وليس من الضروري أن يرتبطا بملاقة دي برولي .



شكل ٢٩ أ شكل تخطيطي (لتوضيح المناقشة الواردة في بند ٢٩)
يبين الإعداد لمشاهدة حيود الإلكترونات في اتجاهات متعددة عندما تحيد
بواسطة سطح بلورة . بما أن الموجة « تنقسم » بواسطة البلورة ، فهل
سنجد بالعداد C_1 نصف إلكترون فقط .

أول ما ننبه إليه بناء على التجربة ، هو أن معدل العد لكل عداد يظل متناسباً مع فيض الإلكترونات الساقط حتى لو آل هذا الفيض إلى الصفر . في تلك الحالة يستبعد أى تفسير لظاهرة الحيود التي نلاحظها على أساس أنها تأثير جماعى يتضمن عدداً كبيراً من الإلكترونات : ففي الواقع أن كل إلكترون منفرد هو الذى يسلك السلوك الموجى . ولكى نبسط الأمور يمكن أن نفترض بأن معدلات العد للعدادات C_1 و C_4 متساوية وأن معدلات العد للعدادات C_2 و C_3 تساوى صفراً .

افرض الآن أننا نعالج الإلكترون كحزمة موجية كلاسيكية عندئذ نتوقع أن هذه الموجة سوف تنشط في انعكاسها عند البلورة : حيث ينعكس جزء من الموجة في اتجاه العداد C_1 و جزء في اتجاه العداد C_4 ولا يرتد شيء في اتجاه C_3 أو C_2 . لأن الحزمة الأصلية الساقطة قد انشطرت بهذه الطريقة فن المتوقع أن يظهر تأثير هذا الانشطار بشكل ما . على سبيل المثال ، أن تكون الطاقة المحمولة بواسطة الجزء المنعكس في اتجاه العداد C_1 كسراً معيناً من طاقة الإلكترون الساقط . إلا أن هذا لم يتحقق بالتجربة ، ويتضح هذا إذا ما استرجعنا ما جاء في تقرير دافيسون نفسه : تحمل الإلكترونات الحادثة كل طاقة الإلكترونات الساقطة . فإذا ما تم الكشف بالعداد عن إلكترون فإنه الإلكترون الكامل الذى تم الكشف عنه ، بكل ما له من شحنة الكترونية وكتلة الكترونية . وكما ذكرنا لم يتسن لأحد أبداً مشاهدة ثلث الكترون . فالإلكترونات لها خواص موجية ولكنها بكل تأكيد ليست موجات كلاسيكية : فالحزمة الموجية الإلكترونية لا يمكن أن تنشط مثل حزمة الموجة الكلاسيكية .

٣٠ - الآن من الجائز أن لا يكون لدى القارئ أية آراء مؤكدة حول خواص « الموجات الكلاسيكية » ، وعلى هذا يبدو النص على أن الإلكترون ليس موجة كلاسيكية عديم الحدود إلى حد ما . والذي يحول بخاطرنا هنا هو أنه بالنسبة للموجة الكلاسيكية يمثل المربع المطلق لسعة الموجة عند لحظة زمنية معينة وعند نقطة معينة في الحيز كمية فيزيائية مثل كثافة الشحنة ، أو كثافة الطاقة . هذه الفكرة ماثلة للفكرة الواردة في النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية بأن مربعات المجالين الكهربى والمغناطيسى تمثل كثافات الطاقة .

افرض ، على سبيل المثال ، أن مربع سعة الموجة يتناسب مع كثافة الشحنة . عندئذ يمكننا أن نحسب فيض الشحنة في أحد العدادات ، وحيث أن الموجة قد انقسمت بين العدادين C_1 و C_4 فإننا نتوقع أن نجد نصف الشحنة الإلكترونية فقط في العداد C_1 . قد يكون هذا صحيحاً في المتوسط . إذا ما أجرينا تجربة الحيود باستخدام عدد كبير جداً من الإلكترونات فقد يكون بالفعل تدفق الشحنة في العداد C_1 نصف تدفق الشحنة الكلية الساقطة * . إلا أن كل إلكترون منفرد إما أن يسجله العداد C_1 أو العداد C_4 . فشحنة الإلكترون المنفرد لا تنشط .

يمكن باستخدام ميكانيكا الكم أن نصف ما يحدث كما يلي : موجة الإلكترون الساقط تنقسم إلى جزئين بواسطة البلورة . وينتشر أحد جزئى الموجة في اتجاه العداد C_1 والجزء الباقى في اتجاه العداد C_4 ، وتكون شدة الموجة في اتجاه معين متناسبة مع المربع المطلق لسعة الموجة . في ميكانيكا الكم يكون للشدة تفسير احتمالى : فالكمية التى تتوقف تربيعياً على السعة تمثل دائماً احتمال حدوث شيء ما . ويكون الفيض المحسوب كلاسيكياً في واحد من العدادات متناسباً مع احتمال أن العداد سوف يقطع .

هذا التعليل الاحتمالى للشدات هو سمة مميزة لميكانيكا الكم ، ومن الواضح أنها على عكس جوهر النظرية الموجية الكلاسيكية .

٣١ - على نمط المناقشة الواردة في بند ٤٧ من الفصل الرابع ، مجرد بالقارئ أن يتصور تجربة خيالية تكون فيها التجهيزات ماثلة لما هو مبين بشكل ٢٩ أ ، على أن تكون العدادات على مسافات بعيدة جداً من البلورة ، ولتكن مثلاً على بعد سنة ضوئية واحدة . افترض أن الكتروناً يتم الكشف عنه بواسطة العداد C_1 . مرة أخرى بناء على النظرية الموجية الكلاسيكية سيكون من الصعب أن نفهم كيف يتأتى لكميات فيزيائية مثل الشحنة ، الطاقة والكتلة التى تحملها الموجة أن تتركز فجأة في العداد C_1 بعد أن كانت في البداية موزعة على منطقة كبيرة جداً من الحيز . وتنبخر هذه الصعوبة باستخدام التفسير الاحتمالى للميكانيكا الكمية : وعندئذ يمكننا أن نصف ما يحدث بطريقة منطقية منسجمة .

٣٢ - لقد ذكرنا بأن الموجة تنقسم إلى « جزئين » (أو عدة أجزاء) في تجربة الحيود المبينة في شكل ٢٩ أ . وقد يسأل القارئ : هل يمكن للموجة المسافرة في اتجاه العداد C_1 أن تتداخل مع الموجة

(*) قد لا يكون هذا صحيحاً من الناحية العملية ، ولكن لسكى نجعل الدليل واضحاً ، يمكننا أن نفترض بأن الكترون ساقط يرتد إما إلى العداد C_1 أو العداد C_4 .

المسافرة في اتجاه العداد C_4 ؟ إذا ما انقسمت الموجة الكهرمغناطيسية باستخدام مرآة نصف ، ففضة ، فان « الجزمين » يمكن بالتأكيد أن يتداخل مع بعضهما البعض ، ونحن نتوقع أن تسلك موجات دي بروي نفس السلوك . بعبارة أخرى ، إذا ما استطعنا بشكل ما أن نحرف الموجة المسافرة في اتجاه العداد C_4 وأن نمرجها مع الموجة المسافرة في اتجاه العداد C_1 فهل سنشاهد عندئذ ظواهر التداخل ؟

والإجابة هي أننا بالتأكيد نتوقع مشاهدة تأثيرات التداخل ، فن ناحية أخرى يجب أن نعرف بأنه من الصعب جداً من الناحية العملية إجراء هذه التجربة كما وصفت بالضبط باستخدام الإلكترونات . ولحسن الحظ أننا لسنا مرغمين على إجرائها . ويرجع ذلك إلى الحقيقة الواضحة وهي أن مشاهدة حيود الإلكترونات بالبلورة يعتبر على أى حال برهاناً قاطعاً على وجود تأثيرات التداخل . فعندما « تضاء » كل ذرة في سطح البلورة بالموجة الساقطة فإنها تؤدي إلى موجة حائدة ، وتتجمع كل هذه الموجات الحائدة لتنتج نمط التداخل الذي نشاهده للبلورة . ما الذي نعينه بأن الموجات الحائدة بواسطة الذرات المنفردة « تتجمع » ؟ كيف يمكننا وصف هذا « التجمع » ؟ نحن نصفه عن طريق إضافة سعات الموجات المنفصلة لسكى نحصل على السعة الكلية للموجة المنطلقة من البلورة . وبناء على فهمنا للميكانيكا الكمية يكون مربع هذه السعة المحصلة هو متغير الشدة ، الذي يصف استجابة العداد .

٣٣ - في البنود من ٣٩ - ٤٢ من الفصل الرابع ، ناقشنا تجزئة حيود الفوتونات . باستخدام الفتحتين . افترض أننا أجرينا نفس التجربة للإلكترونات . والترتيبات اللازمة موضحة تخطيطياً في شكل ٣٣ أ . هذا الشكل يطابق ، فيما عدا الكتابة ، الشكل ٣٩ أ في الفصل الرابع . ويكون التحليل أيضاً هو نفس التحليل ، وتعطى الشدة $I(r, \theta)$ المشاهدة عند مسافة كبيرة بالمقارنة مع المسافة بين الفتحتين بالعلاقة

$$I(r, \theta) = 4I_0(r, \theta) \cos^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (١٣٣)$$

حيث $I_0(r, \theta)$ هي الشدة الناتجة عن فتحة واحدة .

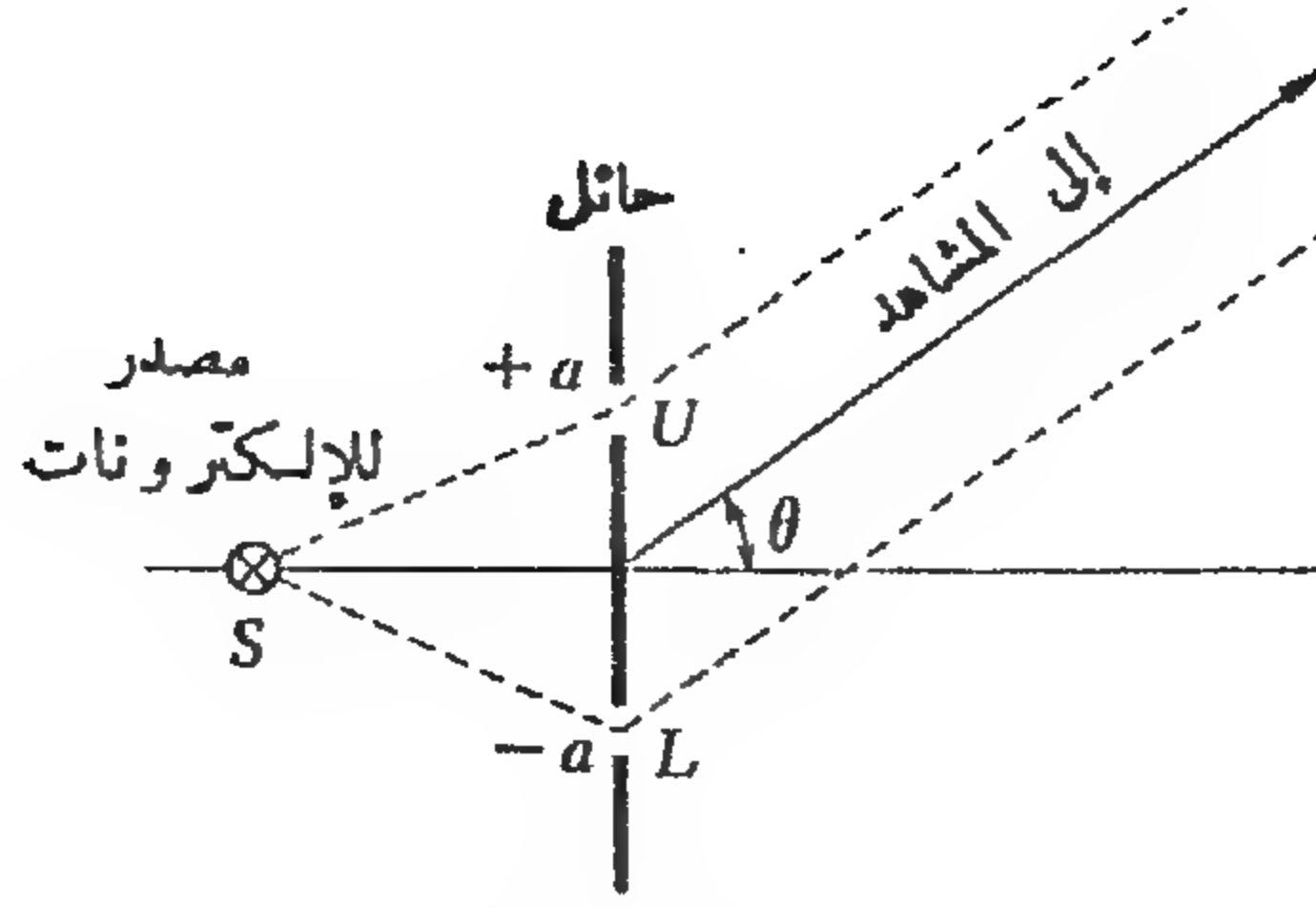
ويمكن تعيين اعتماد الشدة على الزاوية θ باستخدام العدادات ، وعندئذ تتناسب الشدة مع معدل العد عند إجراء التجربة باستخدام حزمة من الإلكترونات .

وقد تم إجراء تجارب مشابهة تماماً لهذه التجربة الخيالية المبسطة ، وقد أمكننا أن نستنتج من النتائج بأن ما تنبأ به المعادلة (١٣٣) صحيح* .

G. Möllenstedt and H. Düker, "Beobachtungen und Messungen an Biprisma-Interferenzen mit Elektronenwellen," *Zeitschrift für Physik* 145, 377 (1956). (*)

R. G. Chambers, "Shift of an electron interference pattern by enclosed magnetic flux," *Physical Review Letters* 5, 3 (1960). أنظر أيضاً

هذا البحث الأخير يحتوي على تأثير شيق للغاية لن نناقشه في هذا الكتاب ، ولكن قد يرغب القارئ في دراسته معتمداً على نفسه .



شكل ٣٣ أ تجربة تخيلية لحيود الإلكترونات باستخدام الفتحتين .
 هذا الشكل هو نفس الشكل ٣٩ أ بالفصل الرابع . فيما عدا مصدرا الضوء S
 الذي استبدل بمصدر للإلكترونات

٣٤ - إذا ما أردنا أن نرى تأثير التداخل فإن الفتحتين يجب أن يظلا مفتوحتين ، ويجب أن يمر كل
 الكترون خلالها . فإذا ما أردنا أن نتأكد بأن الإلكترون مر من خلال فتحة واحدة فقط وجب علينا أن نغلق
 الفتحة الأخرى ، وعندئذ لن نرى بالطبع نمط حيود الفتحتين . وإذا ما حاولنا أن نحدد من خلال
 أية فتحة مر الإلكترون كأن نضع العدادات خلف الفتحات مباشرة فإننا سوف نهدم نمط التداخل ، فعدلات
 العد التي نلاحظها في العدادين سوف تكون هي نفسها . لكل الكترون ساقط على الحائل فإن واحداً ، وواحداً
 فقط ، من العدادات قد يقطع ، والإلكترون الذي يتم الكشف عنه بهذه الطريقة سوف يحمل كل شحنة
 وكل طاقة الإلكترون الساقط . وليس باستطاعتنا أن نحدد سلفاً أيًا من العدادات سوف يقطع ولكننا نستطيع
 أن نحسب وأن نتنبأ احتمال التسجيل عن طريق إيجاد شدة الموجة التي تتخلل الفتحة .

على القارئ أن يرجع إلى مناقشتنا الواردة في بند ٤٨ من الفصل الرابع ، تلك التي أثبتنا فيها بأن نموذج
 الفتحتين يتنافى مع معرفة الفتحة التي يمر من خلالها الفوتون . نفس هذا الدليل ينطبق على الإلكترونات .
 ولا يوجد ثمة ترتيب حاذق نستطيع بواسطته أن نحدد الفتحة التي يمر الإلكترون خلالها بدون أن نفسد نمط
 حيود الفتحتين .

٣٥ - دعنا نحدد لغتنا بعض الشيء . عندما ناقشنا اكتشاف موجات دي برولي تحدثنا عن « الموجات
 المرافقة للجسيم » . هذه لغة غير محكمة لأنها تبدو وكأن لدينا جسماً كلاسيكياً مسافراً بشكل ما في صحبة موجة .
 ويجب بعض الناس أن يسمى موجات دي برولي بالموجات الدليلية أو « الموجات المرشدة » . ولكن هذا مصطلح
 غير محكم أيضاً فوجات دي برولي ليست موجات مسافرة في صحبة جسيم كلاسيكي أو « مرشدة له » لأن
 موجة دي برولي والجسيم هما نفس الشيء ، وليس هناك ثمة شيء آخر . فالجسيم الحقيقي الموجود في الطبيعة
 يمتلك خواص موجية وهذه حقيقة . إذا ما أردنا أن نؤكد وجودها أمكن لنا أن نتحدث عن موجات دي
 برولي للإلكترون ، ولكن هذا النص في الحقيقة مرادف « للإلكترون » . وعذرنا في اللغة المفرطة التي
 استخدمناها سابقاً هو أن مناقشتنا كانت في البداية على سبيل المحاولة كما كانت تاريخية ، والنص المحاط بالحد
 « موجة مصاحبة للإلكترون » يمكن على هذا تبيره . ولكن حان الوقت لكي نكون أكثر دقة وتحديداً ،
 ويجب أن نرفض المصطلح الذي قد يؤدي إلى تضليل أفكارنا .

افترض الآن تجربة الفتحين . ليس في هذه التجربة ما يدل على أن هناك جسماً كلاسيكياً يمر خلال واحدة من الفتحين ، ومسترشداً بموجة تمر خلالها معاً . ويقول آخر : إن وصفنا لما يحدث لن يتحسن بأي شكل من الأشكال إذا نحن حاولنا إقحام هذه الفكرة وعلى هذا يكون كافياً جداً أن نناقش الموجة فقط ، مع استخدام تفسير ميكانيكا الكم للشدات على أنها احتمالات . إن أى حديث عن الجسيمات « الخفية » يعتبر ميتافيزيقياً (ما وراء الطبيعة) إلا إذا كان الفرض بوجود الجسيم له بعض النتائج التجريبية المحددة التي لا يمكن التنبؤ بها على أساس من نظرية ميكانيكا الكم الموجية وحدها . ولكن أياً من هذه الظروف التجريبية ليس معروفاً ، وبناء على هذا يجب أن نرفض بحزم كل التصورات الذهنية للجسيمات الكلاسيكية الموجهة بواسطة الموجات .

المعادلة الموجية ومبدأ التراكم

٣٦ - نحن نرغب الآن في تقديم دلائل في صالح معادلة تفاضلية ، تعرف بمعادلة كلين - جوردون (Klein - Gordon) التي يمكن بدالاتها أن نصف انتشار موجات المادة في حيز من الفراغ .

أن أهم فرض هو أن المعادلة الموجية التي تصف جسماً منفرداً ، كتلته m ، سوف تكون معادلة تفاضلية خطية . مما يعني بأن حلول المعادلة تحقق مبدأ التراكم : فأي تجميع خطى مكون من حلين للمعادلة سوف يكون أيضاً أحد حلول المعادلة . ونفترض بالإضافة إلى ذلك أن كل حل للمعادلة يحقق شروطاً بسيطة معينة يمثل حلاً فيزيائياً ممكناً ، على الأقل من ناحية المبدأ . والمغزى الفيزيائي لهذه الفروض بعيد الأثر . أن سمات موجات المادة يمكن جرمها تماماً مثل سمات الموجات الكهرومغناطيسية . (معادلات ماكسويل هي أيضاً معادلات تفاضلية خطية) .

ويجب أن يلاحظ القارئ بأننا عند مناقشتنا لحيود موجات المادة سواء بواسطة ذرات سطح البلورة أو بالفتحين ، قد افترضنا ضمناً هذا السلوك الخطى . وعلى هذا أضفنا ، على سبيل المثال ، سمات الموجات المنطلقة من الفتحين لكي نحصل على السعة المحصلة . وهنا نحن نؤكد هذه الطريقة لكي تصبح مبدأ عاماً في الفيزياء .

٣٧ - دعنا الآن نوجد معادلة تفاضلية تتحقق بكل موجات المادة التي تصف جسماً كتلته m وتكون الطريقة كما يلي : أولاً نوجد معادلة تفاضلية محققة بواسطة موجات مستوية على الصورة .

$$\psi(x,t;p) = \exp(ix \cdot p - i\omega t) \quad (١٣٧)$$

ونستخدم الوحدات التي فيها $\hbar = c = 1$ ونرمز لكيفية الحركة (= متجه الموجة) بالرمز p ، وللعلاقة (= التردد) بالرمز ω . وتحدد مثل هذه الموجة بكيفية الحركة p (باستثناء عامل ثابت يحدد سعة الموجة) . ونحاول كتابة معادلة تفاضلية خطية لا تحتوى مباشرة على p ، ولكنها تتحقق بكل موجة مستوية . بما أنها معادلة خطية فإن هذه المعادلة التفاضلية سوف تكون عندئذ متحققة بكل تجميع خطى للموجات المستوية ، وعلى هذا ، سوف نعتبر جدلاً أنها متحققة بكل موجة دي برولية تصف الجسيم ذا الكتلة m .

وترتبط الطاقة ω و كمية الحركة p بالعلاقة

$$\omega^2 - p^2 = m^2 \quad (٣٧ ب)$$

حيث m هي كتلة الجسم .

إذا ما فاضلنا دالة الموجة ψ مرتين بالنسبة للزمن t حصلنا على

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(x,t;p) = -\omega^2 \psi(x,t;p) \quad (٣٧ ج)$$

وإذا ما فاضلنا دالة الموجة مرتين بالنسبة للاحداثى x_1 حصلنا على

$$\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \psi(x,t;p) = -p_1^2 \psi(x,t;p) \quad (٣٧ د)$$

وكذلك للمشتقات الثانية بالنسبة لكل من أحداثى الفراغ x_2 و x_3

وعلى هذا ، إذا أخذنا فى الاعتبار العلاقة (٣٧ ب) فإننا نحصل على

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(x,t;p) - \nabla^2 \psi(x,t;p) = -m^2 \psi(x,t;p) \quad (٣٧ هـ)$$

حيث ∇^2 يدل على مؤثر لابلاس ، المعروف بالعلاقة

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \quad (٣٧ و)$$

المعادلة (٣٧ هـ) هي معادلة الموجة المرغوبة . وكما نرى ، تكون هذه المعادلة محققة بكل الموجات المستوية التى على شاكلة (٣٧ أ) ، أى بكل كميات التحرك p ، وتكون على هذا أيضاً محققة بواسطة أى من موجات دى بروى التى هي تراكم لموجات مستوية .

٣٨ - المعادلة (٣٧ هـ) تعرف بمعادلة كلين - جوردون . وهى ، من ناحية ، أبسط المعادلات التفاضلية التى تحققها موجات دى بروى . لاحظ أن هذه المعادلة تتحقق أيضاً بالموجات الكهرمغناطيسية فى الحيز المفرغ . بفوتون كتلته $m = 0$. ويمكن للقارئ أن يتخنع نفسه بأنه لا يمكن إيجاد معادلة تفاضلية من الرتبة الأولى أى تتضمن فقط المشتقات الأولى بالنسبة للمتغيرات المستقلة ، تتحقق بكل موجات دى بروى . فالمعادلة يجب أن تكون على الأقل من الرتبة الثانية ، والسبب فى ذلك هو أن العلاقة (٣٧ ب) بين الطاقة و كمية الحركة هي علاقة من الدرجة الثانية .

يجب أن نكرر مرة أخرى ، لأهمية هذه النقطة ، بأن المعادلة (٣٧ هـ) يمكنها أن تصف انتشار الجسم كدالة فى المكان والزمان فقط فى المناطق المفرغة ، أى البعيدة كل البعد عن الجسيمات الأخرى .

وبالمثل تصف كذلك معادلات ماكسويل المتجانسة ، أى عندما تكون كثافة كل من التيار والشحنة مساوية للصفر ، فإن هذه المعادلات تصف انتشار الموجات الكهرومغناطيسية فقط في مناطق خالية من الشحنات والتيارات ، أى ، في المناطق الخالية من جسيمات أخرى .

٣٩ - كما أن الموجة المترابكة من موجتين مستويتين ، أى ، الموجة ذات الشكل

$$\psi(x,t) = A' \exp(ix \cdot p' - i\omega't) + A'' \exp(ix \cdot p'' - i\omega''t) \quad (١٣٩)$$

حيث A' و A'' ثابتان اختياريان ، تحقق أيضاً المعادلات التفاضلية (٣٧ هـ) . أو بعبارة أخرى

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(x,t) - \nabla^2 \psi(x,t) = -m^2 \psi(x,t) \quad (٣٩ ب)$$

لنعتبر الآن تراكباً أكثر عمومية (أى تراكباً متصلاً) للموجات المستوية ، على الشكل

$$\psi(x,t) = \int_{(x)} d^3(p) A(p) \exp(ix \cdot p - i\omega t) \quad (٣٩ ج)$$

هنا تكون $A(p)$ دالة مركبة في المتجه p . ويجرى التكامل على كل حيز p ثلاثى الأبعاد . وتكون الكمية ω دالة في المتجه p بحيث تكون $\omega > 0$ ، وبحيث تكون المعادلة (٣٧ ب) محققة . وبمعنى آخر

$$\omega = \omega(p) = \sqrt{p^2 + m^2} \quad (٣٩ د)$$

الدالة الموجية $\psi(x,t)$ المعرفة بالتكامل الوارد في المعادلة (٣٩ ج) تحقق كذلك المعادلة التفاضلية (٣٩ ب) . هذه هي موجة دي بروى العامة جداً ، أو بالأحرى الأكثر شمولية لمثل هذا النوع من الموجات نحن نفترض بالطبع ، أن $A(p)$ دالة ذات سلوك سوى إلى درجة معقولة في المتغير p بحيث يكون التكامل في المعادلة (٣٩ ج) ذا معنى مفهوماً .

٤٠ - يمكن إثبات النظرية التالية في نظرية تكامل فوريير : إذا كانت $\psi(x, 0)$ دالة سوية السلوك إلى درجة معقولة في المتغير x ، وإذا عرفنا الدالة $A(p)$ بالتكامل

$$A(p) = (2\pi)^{-3} \int_{(x)} d^3(x) \psi(x,0) \exp(-ix \cdot p) \quad (١٤٠ أ)$$

عندئذ ينتج أن

$$\psi(x,0) = \int_{(x)} d^3(p) A(p) \exp(ix \cdot p) \quad (٢٠ ب)$$

هذه هي النظرية وتعلق صياغتها الدقيقة ، وإثباتها على التعريف الملائم « للدالة ذات السلوك السوى إلى درجة معقولة » وإن نبرهن هذه النظرية هنا ، ولن نعتمد حقيقة على نظرية تكاملات فوريير في المناقشة التى يتضمنها

هذا الكتاب ، سيعرف القارىء في الوقت المناسب كيف يصيغ هذه النظرية بدقة ، وكيف يبرهنها ، في مقرر حساب التفاضل والتكامل الذى يشملها . وهدفنا هنا هو مناقشة المدلول الفيزيائى للنظرية ، وبذلك نعد القارىء بباعث فيزيائى قوى لكى يحثه على تعلم تكاملات فورير ، فهى ذات أهمية أساسية فى الفيزياء .

٤١ - دعنا الآن نر ما الذى تدل عليه النظرية . افترض أن $\psi_1(x, 0)$ هى دالة موجة دى برولى عند الزمن $t = 0$. يمكننا أن نرفق عندئذ بدالة الموجة هذه سعة الموجة $A(p)$ فى حيز كمية الحركة ، وذلك خلال التكامل فى المعادلة (٤٠ أ) . وبدلالة السعة $A(p)$ فى حيز كمية الحركة يمكننا كذلك تعريف دالة موجة جديدة $\psi(x, t)$ بالعلاقة

$$\psi_1(x, t) = \int_{(x)} d^3(p) A(p) \exp (ix \cdot p - i\omega t) \quad (٤١ أ)$$

إذا وضعنا $t = 0$ فى التعبير السابق وقارناً الناتج بالصيغة (٤٠ ب) نجد أن $\psi_1(x, 0) = \psi(x, 0)$. وعلى هذا تكون الدالة الموجية الجديدة $\psi(x, t)$ التى تحقق معادلة كلين - جوردون رقم (٣٩ ب) ، متماثلة مع دالة الموجة $\psi(x, 0)$ عند « الزمن الابتدائى » $t = 0$. هذا يعنى أننا نمتلك الآن طريقة لحل معادلة كلين - جوردون التى تخضع للشرط الابتدائى بأن الحل سوف يتفق مع دالة معينة (فى المتغير x) عند الزمن $t = 0$

٤٢ - دعنا نعتبر مسألة وجود حل واحد لمعادلة كلين - جوردون الذى نحصل عليه باستخدام هذه الطريقة . إن ما هو حقيقى فى ذلك أن طريقتنا ، التى على أساسها أنشأنا الدوال $A(p)$ و $\psi_1(x, t)$ من دالة معينة $\psi(x, 0)$ ، تعتبر طريقة محدودة تؤدي إلى دالة وحيدة $\psi_1(x, t)$ تحقق المعادلة (٣٩ ب) . وينشأ انشغال حول ما إذا كان هناك حلول أخرى للمعادلة التفاضلية (٣٩ ب) تتفق أيضاً مع $\psi(x, 0)$ عند الزمن $t = 0$. والإجابة نعم . فالمعادلة (٣٩ ب) تتحقق أيضاً بدوال موجبة على الصورة

$$\psi'(x, t) = \exp (ix \cdot p + i\omega t), \quad \omega = \sqrt{p^2 + m^2}$$

وتسمى هذه الحلول « بالحلول سالبة التردد » خلافاً « للحلول موجبة التردد » ذات الشكل (٣٧ أ) .

لكننا نستبعد الحلول سالبة التردد على أساس فيزيائى ، فهى لا تمثل جسيمات ذات طاقات موجبة (= ترددات موجبة) . والآن أصبح من الواضح أن لكل حل موجب التردد للمعادلة (٣٩ ب) يوجد أيضاً حل سالب التردد له نفس كمية الحركة p وعلى هذا فإن معادلة كلين - جوردون لها ضعف عدد ما نريد من الحلول . والسبب فى ذلك يرجع إلى أن المعادلة (٣٧ ب) يكون لها حلان فى ω لكل p ، أحدهما موجب والآخر سالب . ويكون للحل الموجب فقط معنى فيزيائى : فطاقة الجسيم كمية موجبة .

وعلى هذا فإن معادلة كلين - جوردون (٣٩ ب) لا تمثل القصة الكاملة لموجات دى برولى . إذ يجب إضافة الشرط الخاص باستبعاد كل الحلول ذات الترددات السالبة (الطاقات السالبة) . يمثل هذا الاحتياط يمكن إثبات أن كل حل مسموح به للمعادلة (٣٩ ب) يكون معيناً تعييناً وحيداً بقيمته عند $t = 0$ ، وهذا يجيب على السؤال الذى أثارناه . ولكننا لن نشبث هذه النظرية هنا .

٤٣ - الفكرة الهامة التي تنبثق من مناقشتنا هي أن كل دالة موجية $\psi(x, t)$ لدى برولى مقبولة فيزيائياً يمكن تمثيلها بالصيغة (٤١ أ) بحيث يكون $A(p)$ معينة تعييناً وحيداً من خلال المعادلة (٤٠ أ) بواسطة دالة الموجة عند زمن محدد ، وليكن عند $t = 0$. وعلى هذا يمكن اعتبار كل موجة مادية كترابك لموجات مادية مستوية . ويمكننا اعتبار هذا فرضاً أساسياً إذا أردنا ، وبذلك نخفض مرتبة الأهمية لمعادلة كلين - جوردون . فهي مجرد معادلة تفاضلية أنيقة تتحقق بالدوال الموجية المقبولة فيزيائياً .

٤٤ - أن الاختيار المناسب لسعة حيز كمية الحركة $A(p)$ في تكامل فورير (٣٩ ج) (أو ٤١ أ) يمكننا من إنشاء حزمة موجية متمركزة تقريباً في منطقة ما من الحيز عند زمن معين . ومن خواص هذه الموجة أنها ذات قيمة محسوسة في منطقة محدودة فقط من الحيز وتقل بسرعة إلى الصفر عندما تؤول $|x|$ إلى ما لا نهاية . وحزمة موجية من هذا النوع تمثل الجسم الذي يقتصر تقريباً على منطقة محدودة من الحيز . وقد أصبح واضحاً أن كل الجسيمات التي تم دراستها تجريبياً يجب أن توصف بمثل هذه الدوال الموجية . ونحن بالطبع ، نفترض أن الجسم يكون موجوداً في الغالب (عندما نبحث عنه بعدد) في تلك المناطق من الحيز حيث تكون قيمة الدالة الموجية كبيرة . ويتفق هذا مع تفسير ميكانيكا الكم للمربع المطلق للسعة : على أن له علاقة باحتمال أن يحدث شيء ما . وفي الوقت الراهن يكفي أن نفترض أن « الجسم يغلب وجوده حيث تكون الدالة الموجية كبيرة » . وسوف نناقش فيما بعد دالة موجية من نوع معين ، كما أننا سوف نضع لهذه الدالة قاعدة دقيقة لكيفية حساب احتمال وجود الجسم في منطقة ما .

يمكننا استخلاص أن موجة مستوية وحيدة لا يمكن أن تمثل جسماً في تجربة فعلية . لأن مربع السعة المطلق لمثل هذه الموجة لا يتوقف على المتغير x (و t) ، وبذلك يكون احتمال وجود الجسم في أى منطقة حجبها الوحدة لا يتوقف على موضع هذه المنطقة . وبما أن الفراغ يتكون من عدد لا نهائى من مثل هذه المناطق فإنه يترتب على ذلك أن احتمال وجود الجسم في أى منها يجب أن يكون صفراً . وأن احتمال وجود الجسم في أى منطقة محدودة يكون أيضاً مساوياً للصفر ، الأمر الذي ليس له معنى فيزيائياً .

وإذن فالموجات المستوية وحيدة اللون ليس لها وجود ، ومن المحتمل ، على أية حال ، لموجة أن تبدو كموجة مستوية ذات سعة ثابتة خلال منطقة كبيرة كبراً اختيارياً في الفراغ ، على الرغم من أن السعة لن تؤول إلى الصفر خارج هذه المنطقة . إذا كانت هذه المنطقة تحتوى المنطقة التي تحدث فيها الظاهرة الفيزيائية التي ندرسها فإن من الممكن أن نتصور الموجة وكأنها موجة مستوية مثالية . إنه لأمر شائع في الفيزياء أن نتحدث عن الموجات المستوية ، ويكون مفهوماً عندئذ أن مثل هذه الموجات تكون تقريباً مستوية ، فهي تبدو كموجة مستوية خلال منطقة كبيرة جداً من الفراغ .

٤٥ - تتحقق معادلة كلين - جوردون (٣٩ ب) بكل دالة موجية تصف حالة الحركة ، لجسيم كتلته m . فإذا وضعنا $m = 0$ ، فإننا نحصل على معادلة يحققها كل من المجالين المشجهين الكهربى والمغناطيسى للنظرية الكهرمغناطيسية . ومع ذلك لا تكون معادلة كلين - جوردون متطابقة مع معادلات ماكسويل . وقد تزعج هذه الحقيقة القارئ . هل من الممكن أن تقول معادلات ماكسويل أكثر مما تقول به معادلة كلين - جوردون ؟ والإجابة نعم . فمعادلات ماكسويل تصف أيضاً استقطاب الفوتونات . فحالة الحركة للفوتون

لاتوصف تماماً بمعلومية كمية تحركه وطاقته ، يجب أيضاً أن نحدد استقطابه ، فلكل كمية تحرك توجد حالتان مستقلتان خطياً للاستقطاب ، مثل حالة الاستقطاب الدائري الأيسر وحالة الاستقطاب الدائري الأيمن .

ويثار السؤال : هل يمكن أن يكون للجسيمات المادية أيضاً حالات استقطاب ؟ والإجابة هي أن البعض يكون له والبعض الآخر لا يكون له حالات استقطاب . ويعتبر البيون وجسيم ألفا أمثلة للجسيمات التي لا يمكن أن تستقطب ، أما الإلكترون ، البروتون ، والنيوترون فهي أمثلة للجسيمات التي يمكن أن تستقطب . هذه الجسيمات الأخيرة لها جميعاً كمية حركة زاوية ذاتية ، أو مغزلية ، وتناظر الاتجاهات المختلفة للحركة المغزلية حالات مختلفة للاستقطاب . ومن جهة أخرى فالبيون وجسيم ألفا ليس لهما حركة مغزلية : ليس هناك ما يحدد اتجاهاً لهذين الجسيمين في إطار السكون . فهما من ذوات التماثل الكروي .

لكن نصف حالات الاستقطاب للجسيمات ذات الحركة المغزلية المختلفة عن الصفر ، يجب أن ندخل متغيراً يصف الحركة المغزلية بالإضافة إلى المتغيرات x و t . وعلى هذا تكون معادلة الموجة التي تصف القصة الكاملة للإلكترونات والبروتونات والنيوترونات ، أكثر تعقيداً من معادلة كلين - جوردون (٣٩ ب) ، وعلى الرغم من هذا تحقق دالة الموجة أيضاً معادلة كلين - جوردون . هذه المعادلة تصف ، على سبيل المثال ، سلوك الجسيم في الفراغ والزمن بدون أن نأخذ في الاعتبار الحركة المغزلية . وسوف لانتاقل هنا الوصف الميكانيكي الكمي للاستقطاب وإن كان إلى حد ما يشبه وصف الاستقطاب للموجة الكهرومغناطيسية .

٤٦ - لنكتم هذا الجزء من الفصل ، دعنا نعد صياغة معادلة الموجة (٣٩ ب) في حالة استخدام نظام وحدات cgs أو (MKS) . إذ يمكن بسهولة استعادة الثوابت h و c وبهذا نحصل على

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(x,t) - \nabla^2 \psi(x,t) = - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi(x,t) \quad (١٤٦)$$

ويجب على القارئ أن يقنع نفسه ، مسترشداً بالأبعاد كدليل ، على أن هذه المعادلة صحيحة . لاحظ أن كل حد يتميز بالأبعاد (دالة موجة) / (طول)^٢ . وبذلك يكون الإبقاء على الثوابت h و c ملزماً .

موضوع متقدم : حيز المتجهات للحالات الفيزيائية *

٤٧ - دعنا نصيغ بإيجاز مبدأ التراكب الذي افترضنا صحته بالنسبة لموجات المادة . لتكن \mathcal{H} هي مجموعة تشمل كل دوال الموجة ψ غير المتلاشية ، والتي تمثل الحالات الفيزيائية الممكنة لجسيم كتلته m . ونضيف لتلك الفئة دالة الموجة التي تساوى صفراً بطبيعتها في كل مكان في الحيز ، عند كل الأزمنة . ولترومز للفئة الناتجة بالرمز \mathcal{H} . هذه الفئة تتميز بالخواص التالية :

(أ) إذا كانت ψ_1 و ψ_2 دالتين موجيتين في الفئة \mathcal{H} ، فإن مجموعهما $(\psi_1 + \psi_2)$ يكون أيضاً متضمناً في \mathcal{H} .

(ب) إذا كانت ψ في \mathcal{H} وإذا كان c أي عدد مركب ، فإن $c\psi$ تكون أيضاً في \mathcal{H} .

(*) يمكن حذفه عند القراءة الأولى .

وينص مبدأ التراكب بالتحديد على أنه إذا كانت ψ_1 و ψ_2 دالتين موجبتين لهما معنى فيزيائي وكان c_1 و c_2 أي عددين مركبين ، فإن الدالة

$$\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 \quad (147)$$

تكون أيضاً موجبة ذات معنى فيزيائي بشرط أن لا تتلاشى بطبيعتها .

٤٨ - خواص الفئة \mathcal{H} هي خواص مميزة لموضوع رياضي مجرد ، هو على وجه التحديد حيز المتجهات التجريدي المركب . دعنا نصيغ الفروض التي يعرف بدلالاتها هذا الموضوع .

حيز المتجهات الخطي المركب \mathcal{H} هو فئة العناصر ، التي تسمى بالمتجهات ، بحيث يكون :

I — لأي متجهين ψ_1 و ψ_2 في \mathcal{H} يوجد متجه وحيد ψ في \mathcal{H} ، يسمى بمجموع ψ_1 و ψ_2 ويرمز له بالرمز $\psi = \psi_1 + \psi_2$. وتحقق عملية الجمع للمتجهين الشروط التالية

$$(أ) \quad \psi_1 + \psi_2 = \psi_2 + \psi_1 \quad ، \quad \text{لأن متجهين } \psi_1 \text{ و } \psi_2 \text{ في } \mathcal{H} .$$

$$(ب) \quad (\psi_1 + \psi_2) + \psi_3 = \psi_1 + (\psi_2 + \psi_3) \quad \text{لأي ثلاثة متجهات } \psi_1 , \psi_2 , \psi_3 \text{ في } \mathcal{H} .$$

$$(ج) \quad \text{يوجد متجه أحادي } 0 \text{ في } \mathcal{H} ، \text{ يسمى بالمتجه الصفري ، بحيث أن } \psi + 0 = \psi \text{ لكل متجه } \psi \text{ في } \mathcal{H} .$$

II — لأي متجه ψ في \mathcal{H} ، وأي عدد مركب c ، يوجد متجه وحيد في \mathcal{H} يرمز له بالرمز $c\psi$ ، يسمى بحاصل ضرب المتجه ψ في العدد القياسي c . وتحقق عملية ضرب متجه في عدد قياسي (= عدد مركب) الشروط التالية :

$$(أ) \quad (c_1c_2)\psi = c_1(c_2\psi) \quad \text{لأي متجه } \psi ، \text{ ولأي عددين قياسيين } c_1 \text{ و } c_2 .$$

$$(ب) \quad (c_1 + c_2)\psi = c_1\psi + c_2\psi \quad \text{لأي متجه } \psi \text{ ولأي عددين قياسيين } c_1 \text{ و } c_2 .$$

$$(ج) \quad c(\psi_1 + \psi_2) = c\psi_1 + c\psi_2 \quad \text{لأي متجهين } \psi_1 \text{ و } \psi_2 \text{ وأي عدد قياسي } c .$$

$$(د) \quad \text{بالنسبة للعدد القياسي } 1 \text{ على وجه الخصوص يكون } 1\psi = \psi$$

هذه هي الفروض التي تعرف حيز المتجهات الخطي الممتد على مجال الأعداد المركبة . وتعني العبارة الأخيرة أن الأعداد القياسية التي يمكن أن نضرب فيها المتجهات هي الأعداد المركبة ، فإذا اقتصرنا الأعداد القياسية على الأعداد الحقيقية فإننا نغني حيز المتجهات الخطي على مجال الأعداد الحقيقية وبغرض الاختصار نقول ببساطة « حيز المتجهات المركب » و « حيز المتجهات الحقيقي » على الترتيب . ولقد صادف القارئ بالفعل مثالا لحيز المتجهات الحقيقي ، على وجه التحديد « الحيز الفيزيائي » التقليدي ثلاثي الأبعاد .

٤٩ - الفرض I أ هو قانون التبديل للجمع ، والفرض I ب هو قانون المشاركة للجمع ، والفرض I ج يهتم بالوجود الأحادي للمتجه الصفري . والفرض II أ هو قانون المشاركة للضرب بعدد قياسي . والفرض II د ، يقول بأن حاصل ضرب الوحدة في المتجه يساوي المتجه .

من كل هذه الفروض يمكننا أن نبرهن كثيراً من الحقائق التي تبدو ذاتية الوضوح تقريباً ، مثل

$$0\psi = 0, \quad (-1)\psi + \psi = 0, \quad (-c)\psi = -(c\psi), \quad \text{etc.}$$

وسوف لا نخصي كل النظريات البسيطة هنا ، خاصة وأن المؤلف على ثقة من أن بصيرة القارئ سوف لا تقوده بعيداً عن الحقيقة .

لكن ماهو المائد من وراء إدخال مفهوم حيز المتجهات المركب التجريدي ؟ والإجابة هي أننا عند دراستنا للنظريات الرياضية نصادف مرة بعد الأخرى فئات من العناصر التي لها ، بالإضافة إلى خواصها الأخرى ، خاصية معينة وهي تحقيق كل مسلمات حيز المتجهات المركب المجرد . عندما نصادف مثل هذه الفئة لا تكون بنا حاجة لحصر خواص حيز المتجهات المجرد من جديد ولكننا نقول ببساطة أنها فئة حيز المتجهات المركب ، عندئذ يعرف كل من يلم بالمسلمات الخاصة بحيز المتجهات قدراً لا بأس به عن خواص هذه الفئة .

• ه - يمكننا الآن أن نقول بأن الفئة \mathcal{H} لكل دوال الموجة المقبولة فيزيائياً ، بالإضافة إلى دالة الموجة التي تتلشى بطبيعتها تمثل حيز المتجهات المركب . وهو حيز ملموس لأن المتجهات عبارة عن دوال مركبة « محسوسة » بالفعل في المكان والزمن . إذا قارنا الفروض المعطاة في بند ٤٨ مع خواص فئة كل دوال الموجة التي ذكرناها بوضوح في بند ٤٧ - فإننا نلاحظ أن الفروض في بند ٤٨ تكون أكثر طولاً . إلا أن كثيراً من الفروض الخاصة بحيز المتجهات المجرد تتحقق بدهاء بواسطة فئة الدوال الموجية المحسوسة ، وليست هناك ضرورة لكي نصيغ هذه التوافه بالتفصيل .

٥١ - دعنا نبد ملاحظة أننا في تعريفنا لحيز المتجهات المركب المجرد لم نتعرض لذكر الأبعاد الخاصة بحيز المتجهات : فقد يكون الحيز محدود الأبعاد أولاً نهائياً الأبعاد . ولكن دعنا نركز قليلاً على هذه المسألة .

يقال أن الفئة المكونة من N من المتجهات $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_N$ في حيز المتجهات المركب \mathcal{H} مستقلة خطياً إذا كانت المعادلة

$$\sum_{n=1}^N c_n \psi_n = 0 \quad (١٥١)$$

تعني ضمناً أن $c_1 = c_2 = \dots = c_N = 0$: وفيما عدا ذلك نقول أن الفئة معتمدة أو متوقفة خطياً .

ويكون لحيز المتجهات المركب N من الأبعاد ، إذا أمكننا إيجاد فئة مكونة من N من المتجهات المستقلة خطياً في الحيز ، و كان من المستحيل إيجاد فئة أكثر من N من المتجهات المستقلة خطياً . ويكون الحيز لانهاى الأبعاد إذا كان من الممكن لكل عدد صحيح N إيجاد فئة من N من المتجهات المستقلة خطياً في حيز المتجهات .

ومن الواضح أن حيز المتجهات \mathcal{H} لكل دوال دي برولي الموجية التي لها معنى فيزيائى هو حيز لانهاى البعد ، إذ يوجد عدد لانهاى من دوال الموجة المستقلة خطياً .



بول أدرين موريس ديراك (Paul Adrien Maurice Dirac) ولد عام ١٩٠٢ في بريستول ، بإنجلترا . وقد درس ديراك الهندسة أولاً ، ولكنه تحول إلى الفيزياء النظرية فيما بعد . وفي عام ١٩٣٢ عين أستاذا للرياضيات بكمبريدج . وفي عام ١٩٣٣ تسلم جائزة نوبل .

وقدم ديراك إسهامات هامة في تطوير ميكانيكا الكم والكهرديناميكا الكمية . وقد قادته نظريته النسبية الشهيرة لذرة الهيدروجين إلى نظرية ضديدات الجسيمات التي تأكدت بشكل رائع باكتشاف أندرسون للبوزيترون وقد عرضت أفكاره في كتابه مبادئ ميكانيكا الكم ، الطبعة الرابعة (جامعة أكسفورد للنشر ١٩٥٨) .

(صورة بالإذن من Physics Today)

٥٢ - لقد كان اهتمامنا مركزاً على حلول معادلة كلين - جوردون ، ولكننا قستطيع الآن أن نستنتج أننا إذا اعتبرنا كل الحلول برمتها لأي معادلة تفاضلية خطية ، فإن هذه الفئة تكون دائماً حيزاً مهتجات (مركباً) وقد اقترحت أنواع كثيرة مختلفة لمعادلات تفاضلية خطية لكي تصف ، من خلال ميكانيكا الكم ، الجسيمات الموجودة في الطبيعة . لأن فئة كل الحلول المقبولة فيزيائياً لأي من هذه المعادلات تكون دائماً حيزاً من المتجهات .

ويمكننا صياغة هذا كما يلي : لكي نصف جسماً من نوع معين يمكن : أن نستحدث حيز متجهات مركباً ، وأن نخصص متجهاً في هذا الحيز لكل حالة ممكنة (من حالات الحركة) للجسيم .

هذه الفكرة ، التي هي جوهر النظرية الرياضية لفيزياء الكم ، تعتبر فكرة عظيمة . قد لا تبدو كذلك في أول الأمر ، فالقول بأن حالة (الحركة) الجسم توصف بمتجه في حيز المتجهات المركب لا يبدو أكثر من إعادة صياغة لمبدأ التراكب المحقق بحلول معادلة الموجة ، ربما تكون إعادة صياغة معرضة للتساؤل . لكن كلما توغلنا أكثر في فيزياء الكم نكتشف المزايا العظيمة لهذه الفكرة ، على سبيل المثال : بملاحظة أن دوال الموجة تكون حيز متجهات يمكننا بالفعل إجراء تبسيط هام عند حساب كثير من المسائل العملية . فالتقنية الحسابية الملائمة لأي حيز من المتجهات هي بمعنى من المعاني ذات صفة جبرية ، وبناء على ذلك نكون مقودين لاعتبار السمات الجبرية لحلول المعادلات التفاضلية ، فقد تبين أنه في كثير من المسائل تكون الطرق الجبرية أفضل بكثير (في الاقتصاد الحساب من وجهة النظر الإنسانية) من الحلول المباشرة للمعادلات التفاضلية ، بالذات في المسائل التي تتميز بصفات تماثلية خاصة . إلا أننا لن نكون قادرين على توضيح مثل هذا التبسيط في هذا الكتاب . وعلى الرغم من هذا فقد شعر المؤلف بأنه من المفيد أن يصيغ هذه الحقيقة : نظرية حيز المتجهات الذي يبدو مجرداً يؤدي إلى تبسيطات عظيمة في حلول المسائل العملية . وإحدى السمات الثانوية لهذا التبسيط تتجلى في نظام الرموز (فالمشاكل الناجمة عن نظام الرموز ليست ، بالمناسبة ، دائماً بهذه البساطة . فنظام الرموز الرديء يعرقل التقدم ، في حين أن نظام الرموز الجيد يساعد على التقدم) .

٥٣- تعتبر ميكانيكا هيزنبرج (Heisenberg) المعتمدة على المصفوفات صياغة خاصة لميكانيكا الكم تتضح فيها سمة حيز المتجهات ، في حين تؤدي فيها معادلات الموجة دوراً ثانوياً . وقد تبدو نظرية هيزنبرج في أول الأمر مختلفة تماماً عن النظرية الموجية ، مثل ميكانيكا شرودينجر (Schrodinger) الموجية ، لكن أنواع النظريات المختلفة تكون في الحقيقة متكافئة تماماً ، وتؤدي إلى نفس التنبؤات الفيزيائية . فجميعها تشترك في الهيكل المجرد ، وهذا الهيكل هو نظرية حيز المتجهات المجرد . ولأننا لا نستطيع أن نفترض بأن القارئ قد سبق له تعلم المصفوفات في مقررات الرياضيات فقد رأينا أن نحذف مناقشة نظرية هيزنبرج من هذا الكتاب . رغم أن النظرية ليست ذات صعوبة خاصة ، ولكن بسبب وجود مواد أخرى كثيرة على القارئ أن يتعلمها فقد فضلنا ألا ننقل المناقشة بتقدم نظرية المصفوفات .

وقد ظهر أول بحث لفيرنر هيزنبرج (Werner Heisenberg) من هذا الموضوع عام ١٩٢٥* . في هذا البحث لم يذكر هيزنبرج صراحة نظرية المصفوفات لأنه لم يتبين بأن عملياته الرياضية لها تفسير مبنى على نظرية المصفوفات . وفيما بعد اتضحت العلاقة مع المصفوفات في الحال من خلال بحث هام مشترك بين كل من ماكس بورن وباسكال جوردان** (Max Born and Pascual Jordan)

* W. Heisenberg, "Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen," *Zeitschrift für Physik* 33, 879 (1925).

** M. Born and P. Jordan, "Zur Quantenmechanik," *Zeitschrift für Physik* 34, 858 (1925).
وقد تطورت مبادئ ميكانيكا الكم إلى أبعد من ذلك بواسطة هذين المؤلفين وبواسطة هيزنبرج في
M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan, "Zur Quanten-mechanik II," *Zeitschrift für Physik* 35, 557 (1926).



فيرنر كارل هيزنبرج (Werner Karl Heisenberg) ولد عام ١٩٠١ في دورزبيرج بألمانيا . وقد درس هيزنبرج على يد سمرفلد في جامعة ميونخ ، وحصل على درجة الدكتوراه في فلسفة العلوم عام ١٩٢٣ . وبعد فترة مشيرة من العمل كمساعد لبورن في جامعة جوتنجن ، أمضى هيزنبرج ثلاثة أعوام في معهد بوهر بكوبنهاجن . وفيما بعد تولى مناصب في جامعة ليبزج ، وفي معهد ماكس بلانك للفيزياء في برلين . ومنذ عام ١٩٤٦ أصبح مديراً لمعهد ماكس بلانك للفيزياء في جوتنجن وفي عام ١٩٣٢ نال جائزة نوبل .

ومن بين إسهامات هيزنبرج الكثيرة الهامة في الفيزياء النظرية يقف اكتشافه لميكانيكا المصفوفات كأهم إنجاز فكري متميز .
(صورة بالإذن من *Physics Today*)

٥٤ - يجب أن ننبه القارئ إلى أن ميكانيكا المصفوفات قد ابتكرت وتطورت قبل أن يبتكر شرودينجر الميكانيكا الموجية . ولقد ذكرنا أنها فكرة طبيعية أن ننظر إلى فئة كل حلول المعادلة التفاضلية الخطية على أنها حيز متجهات ، ومن أجل هذا إنسقنا إلى اعتبار الملامح الجبرية للمعادلة . وليس هناك شك في أنه لو تم ابتكار

ميكانيكا شرودينجر أولاً ، لثم اكتشاف ميكانيكا المصفوفات مباشرة كإعادة صياغة للنظرية الموجية ، لكن الأور لم تحدث بالفعل على هذا النحو . مما جعل التابع التاريخي للأحداث يبدو للمؤلف شيئاً غير قابل للتصديق ، ويعتقد المؤلف أن ابتكار ميكانيكا المصفوفات يعتبر واحداً من أعظم الإنجازات المذهلة في النظرية الفيزيائية .

وقد تم إثبات تكافؤ ميكانيكا المصفوفات والميكانيكا الموجية بواسطة شرودينجر في عام ١٩٢٦***

مراجع لدراسة اضافية

١ - بخصوص الناحية التاريخية للموضوعات التي نوقشت في هذا الفصل نشير على القارئ بالرجوع إلى الكتب التي ذكرناها في نهاية الفصل الأول (الفقرات ٣ و ٥)

٢ - توجد بحوث كثيرة على النظرية الرياضية للمعادلات التفاضلية الجزئية الخطية ، والمؤلف لا يتوقع أن يغوص القارئ بعمق في هذه النظرية عند هذه المرحلة . ولكنه يرغب في ذكر أحد المراجع التي أدت دوراً هاماً في الفيزياء ، بالتحديد

R. Courant and D. Hilbert : *Methoden der mathematischen Physik*, vols. I and II (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1931 and 1937).

وقد تم ترجمة هذا العمل تحت عنوان

Methods of Mathematical Physics, vols. I and II (Interscience Publishers, Inc., New York, 1953 and 1962).

الجزء الثاني يتناول المعادلات التفاضلية الجزئية ، في حين يناقش الجزء الأول موضوعات متنوعة ذات أهمية في الفيزياء ، مثل تحليل فوريير ، نظرية المصفوفات وحيز المتجهات ، حساب متغيرات ، والنظرية الخاصة ببعض المعادلات التفاضلية الخطية الاعتيادية التي تظهر في كثير من المسائل الفيزيائية .

وقد حدث بالمصادفة أن التطورات الهامة في الرياضيات ، التي اتضح أخيراً أنها « فصلت حسب الطلب » للميكانيكا الكمية ، قد تمت تقريباً في الفترة التي تم فيها اكتشاف ميكانيكا الكم ، وقد أدى ديفيد هيلبرت (David Hilbert) بجامعة جوتينجن دوراً رئيسياً في هذه التطورات ، وقد سمي حيز المتجهات اللانهائي الأبعاد التي صيغت بدلالته في الوقت الراهن ميكانيكا الكم باسم حيز هيلبرت ، نسبة إلى مكتشفه . لم يطور هيلبرت في البداية نظريته عن الحيز الخطي لكي تناسب التطبيقات الفيزيائية ، لكن اكتشاف ميكانيكا الكم قد حفز بالطبع البحوث الرياضية لكي تتناول المسائل التي أثارها التطبيقات الفيزيائية . وتعتبر هذه الفترة إحدى الفترات التي شهدت تفاعلاً عظيماً بين الرياضيين والفيزيائيين .

E. Schrödinger, "Über das Verhältnis der Heisenberg-Born-Jordanschen Quantenmechanik zu der meinen," *Annalen der Physik* 79, 734 (1926).

نظرية الميكانيكا الموجية من وجهة نظر الرياضيين قدمت بواسطة :

J. von Neumann : *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. (Verlag von Julius Springer, Berlin, 1932. Reprinted by Dover Publications, New York, 1943).

وقد ظهرت الترجمة الإنجليزية تحت عنوان

Mathematical Foundations of Quantum Mechanics (Princeton University Press, 1955).

٣ - نوقشت ميكانيكا المصفوفات في معظم كتب ميكانيكا الكم المتقدمة . وكتقرير ابتدائي لفيزياء.

الكم التي نوقشت واستخدمت فيه المعالجة الجبرية تشير إلى R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands : *The Feynman Lectures on Physics*, vol. III (Addison-Wesley Publishing Co., Inc., 1965). وهو الجزء الأخير من سلسلة مكونة من ثلاثة كتب في أساسيات الفيزياء وفي هذه الكتب تظهر بجلاء روعة المعالجة الفيزيائية . ونحن ننصح القارئ بشدة أن يحيط بها علماً .

٤ - في هذا الجزء لم نذكر إلا القليل عن فيزياء الجوامد ، ومن بين الكتب التمهيدية في هذا الموضوع نذكر

C. Kittel : *Introduction to Solid State Physics* 3rd ed. (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1966). وسوف يجد القارئ من بين الموضوعات الكثيرة مناقشات للتركيب البلوري ، نظرية الحيوذ ، ونظرية الفوتونات .

بخصوص البلورات يجب على القارئ أن يتنبه إلى المقال المطول حول هذا الموضوع في *Encyclopaedia Britannica* تحت عنوان « علم البلورات » .

٥ - قد يجد القارئ أن المقالات التالية في *Scientific American* مشوقة .

- (أ) K. K. Darrow : «The quantum theory», March 1952, p. 47.
- (ب) K. K. Darrow : «Davisson and Germer», May 1948, p. 50.
- (ج) E. Schrodinger : «What is matter» ? Sept. 1953, p. 52.
- (د) P. and E. Morrison : «The neutron», Oct. 1951, p. 44.
- (هـ) G. Gamow : «The principle of uncertainty», Jan. 1958, p. 51.

مسائل

١ - تعبر قدرة الميكروسكوب على التفريق عن حدود قدرتنا على رؤية التفاصيل الدقيقة ، بواسطة الميكروسكوب ، للشئ محل البحث . ويمكن تعريف قدرة التفريق على أنها أصغر مسافة بين نقطتين في الجسم بحيث يمكن رؤيتهما كنقطتين منفصلتين . في الميكروسكوب الضوئي تكون أكبر قدرة ممكنة للتفريق محدودة

تماماً بالطول الموجي المحدد للضوء المستخدم في الإضاءة : ولا يمكن أن نتوقع أن نرى ملامع للجسم أصغر كثيراً من هذا الطول الموجي . وللتغلب على هذا القصور في الميكروسكوب الضوئي ، تم بناء الميكروسكوبات الإلكترونية . ويستخدم الميكروسكوب الإلكتروني بدلاً من العدسات المصنوعة من الزجاج في المجالين الكهربائي والمغناطيسي اللذين يشكلان بطريقة مناسبة . دعنا نعتبر ميكروسكوباً إلكترونياً مضاءً بواسطة مصدراً للإلكترونات ذا طاقة قدرها 50 keV . قارن قدرة التفريق العظمى الممكنة لمثل هذا الميكروسكوب الإلكتروني بمثلتها في ميكروسكوب ضوئي .

يجب أن ننص على أن قدرة التفريق الفعلية في الميكروسكوب (سواء كان ضوئياً أو إلكترونياً) تعتمد أيضاً على بعض الخواص المرتبطة بتصميم الجهاز ، وهذه لها علاقة بمقدار الزاوية التي في حدودها يكون الميكروسكوب قادراً على قبول « الضوء » من الجسم . ولأسباب تقنية تكون هذه الزاوية أصغر كثيراً في الميكروسكوب الإلكتروني عنها في الميكروسكوب الضوئي ، وعلى هذا تكون قدرة التفريق الفعلية للميكروسكوب الإلكتروني أصغر كثيراً من قدرة التفريق العظمى المحسوبة نظرياً . وبالرغم من هذا فإن قدرة تفريق الميكروسكوب الإلكتروني تكون متموجة بدرجة كبيرة على قدرة تفريق الميكروسكوب الضوئي .

٢ - اعتبر غازاً من الهليوم عند درجة حرارة الغرفة . هذا الغاز أحادي الذرة . وتعطى الطاقة المتوسطة المتوسطة لذرة الهليوم في الغاز عند درجة الحرارة T بالعلاقة $E_{kin} = 3kT/2$ ، من هذا التعبير نستطيع أن نجد السرعة المتوسطة (و كمية الحركة) لذرات الهليوم .

(أ) احسب السرعة المتوسطة (بوحدة cm / sec) لذرات الهليوم .

(ب) احسب الطول الموجي لدى برولي المناظر لهذه السرعة المتوسطة بالـ cm . قارن الطول الموجي بالمسافة المتوسطة بين الذرات في الغاز بفرض أن الضغط هو ضغط جوى واحد ، وأن المسافة المتوسطة يمكن إيجادها على هذا من الكثافة المعروفة .

قد يشك الإنسان في أن التأثيرات الكمية تلعب دوراً إذا كان الطول الموجي لدى برولي أكبر من المسافة المتوسطة ، في حين أن الوصف الكلاسيكي يكون ملائماً عندما يكون الطول الموجي لدى برولي أصغر كثيراً من المسافة المتوسطة . في الصورة الكلاسيكية يكون الغاز عبارة عن مجموعة من كرات البلياردو ، دائماً التصادم مع بعضها البعض ، في حين يكون الغاز في الوصف الميكانيكي الكمي عبارة عن مجموعة من الموجات المتفاعلة فيما بينها . وعلى هذا يكون من المثير أن نجرى المقارنة السابقة لغاز حقيقي .

(ج) كثافة الهليوم السائل تقع في حدود 0.15 gm cm^{-3} . وتظل هذه المادة تحت تأثير الضغط الجوى في حالة سيولة عند أصغر درجة حرارة يمكن الوصول إليها . بالمقارنة مع ماتم دراسته في (ب) قارن الطول الموجي لدى برولي بالمسافة المتوسطة عند درجة الحرارة المنخفضة 0.01°K .

٣ - أجز نفس المقارنة بين الطول الموجي لدى برولي ومتوسط الإزاحات البيئية لغاز من الإلكترونات لقطعة من النحاس . توجد نماذج للمعادن تعتبر فيها الإلكترونات مكونة لغاز مثل غاز ذرات الهليوم في الوعاء . افترض أن هناك إلكترونات واحداً لكل ذرة نحاس يمكنه أن يتحرك بحرية داخل الشبكة . وبذلك تكون المسافات بين الذرات هي متوسط المسافات بين الإلكترونات .

٤ - افترض مسألة في ثلاثة أبعاد . حيث يسقط جسم بزاوية ميل على السطح الفاصل بين منطقتين R_1 و R_2 وافرض أن طاقة جهد الجسم تكون ذات قيمة ثابتة V_1 في أغلب المنطقة R_1 ، وذات قيمة ثابتة V_2 في معظم المنطقة R_2 ، إلا أن طاقة الجهد تتغير بسرعة من V_1 إلى V_2 بجوار السطح الفاصل مباشرة . بذلك لا يقع الجسم تحت تأثير أية قوة في المنطقتين R_1 و R_2 ، ولكنه يعاني قوة شديدة ، في الاتجاه العمود على المستوى ، عند المنطقة القريبة من السطح الفاصل . دعنا نفترض أن الطاقة الكلية للجسم هي E ، وأن $E > V_1$ و $E > V_2$ عندئذ يعاني الجسم انكساراً عند السطح الفاصل ، والمطلوب هو دراسة الانكسار كلاسيكياً وكياً .

(أ) اشتق قانون الانكسار على أساس من الميكانيكا الكلاسيكية . في هذه الحالة يوجد تغيير في المركبة العمودية لكية حركة الجسم عندما يمر خلال السطح الفاصل ، ولكن المركبة المستعرضة لن تتغير . ويعطى مبدأ حفظ الطاقة كية الحركة في المنطقة R_2 إذا كنا نعرف كية الحركة في المنطقة R_1 ، وهذا يمكننا أن نشق قانون الانكسار .

(ب) اشتق قانون الانكسار على أساس الميكانيكا الموجية ، وبين أنك تستطيع الحصول على نفس النتيجة التي تم الحصول عليها كلاسيكياً . عند معالجة هذه المسألة من خلال ميكانيكا الكم سوف يلزم مرة أخرى دراسة العلاقة بين الطاقة وكية الحركة p ، التردد ω والمتجه الموجي k للجسم . وقد طبقت مناقشتنا السابقة على الحالة التي يكون فيها الجهد في المنطقة مساوياً للصفر ، وعلى هذا فقد تكون غير سارية في الحالة قيد البحث . وأنت مدعو لسكى تقدم أفكارك حول كيفية ابتكار النظرية . والأسئلة التي يجب أن تهتم بها تتضمن ما يأتي : هل التردد هو نفسه على جانبي السطح الفاصل؟ هل يجب أن تكون المركبة المماسية لمتجه الموجة متصلة عند السطح الفاصل؟ هل العلاقة $p = \hbar k$ صحيحة دائماً؟ وماذا عن العلاقة $E = \hbar \omega$ ؟

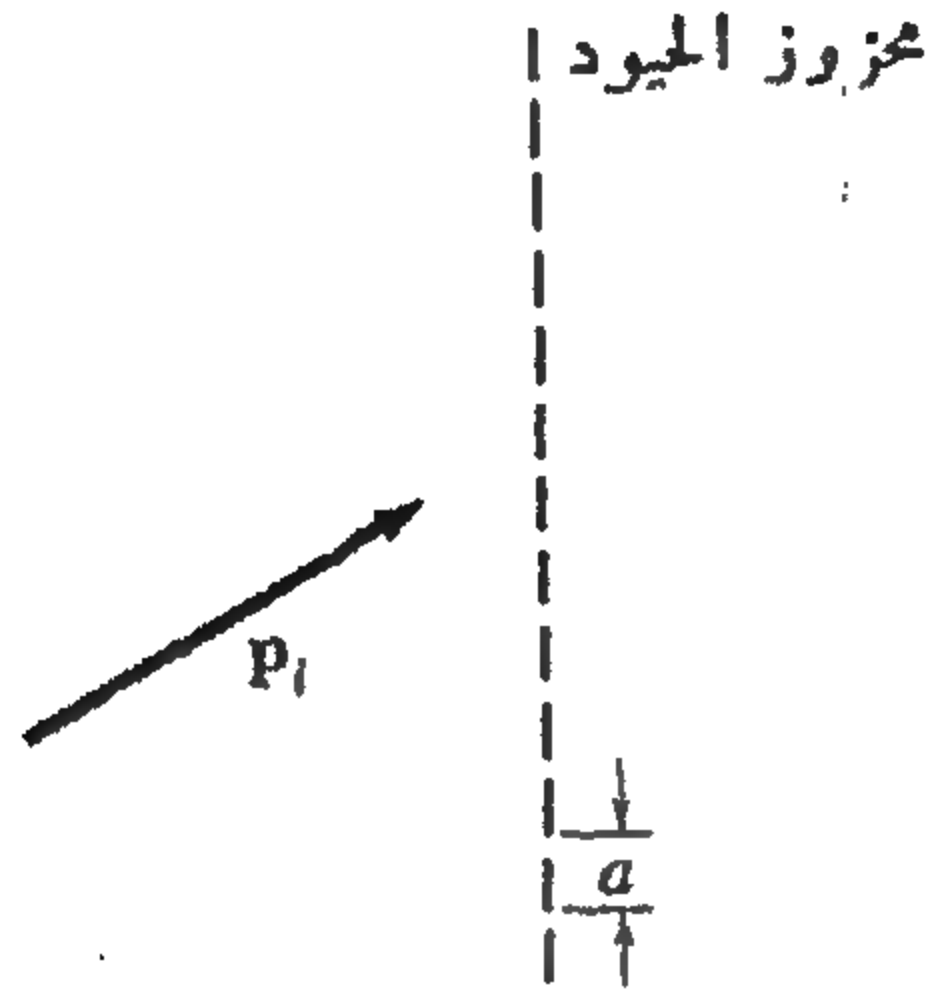
أنت في الحقيقة تعرف الإجابة على هذه المسألة بالذات . فقانون الانكسار الناتج عن المناقشة الكلاسيكية في الجزء أ يجب أن يكون صحيحاً . فهذا يساعدك في البحث عن أفكار جيدة : فأنت تعلم أن نظريتك الميكانيكية الكمية يجب أن تؤدي في هذه الحالة إلى نتيجة معروفة .

(ج) بناء على الديناميكا الكلاسيكية سوف لا ينعكس الجسم عند السطح ، ولكنه يعاني انكساراً فقط . في حين أن الضوء الساقط على السطح الفاصل بين مادتين عازلتين يعاني انكساراً وانعكاساً . عبر عن رأيك فيما تكون عليه الحالة التي يكون فيها الجسم ميكانيكياً كياً ، أى ، جسم حقيقى .

٥ - اعتبر مسألة الحيود بواسطة محزوز الحيود ، المبين تخطيطياً في الشكل المرفق . يتكون مثل هذا المحزوز من عدد كبير من المحزوز المتوازية بالغة الدقة ذات مسافات بينية متساوية على سطح مستو (مصنوع من الزجاج ، أو معدن أو بلاستيك) . للسهولة سوف نعتبر هذا المحزوز كمسألة في بعدين ، وهذا مسووح به إذا افترضنا أن الموجة الساقطة تنتشر في اتجاه واقع في مستوى عمودى على خطوط المحزوز . وعلى هذا يكون اتجاه السقوط في مستوى الشكل .

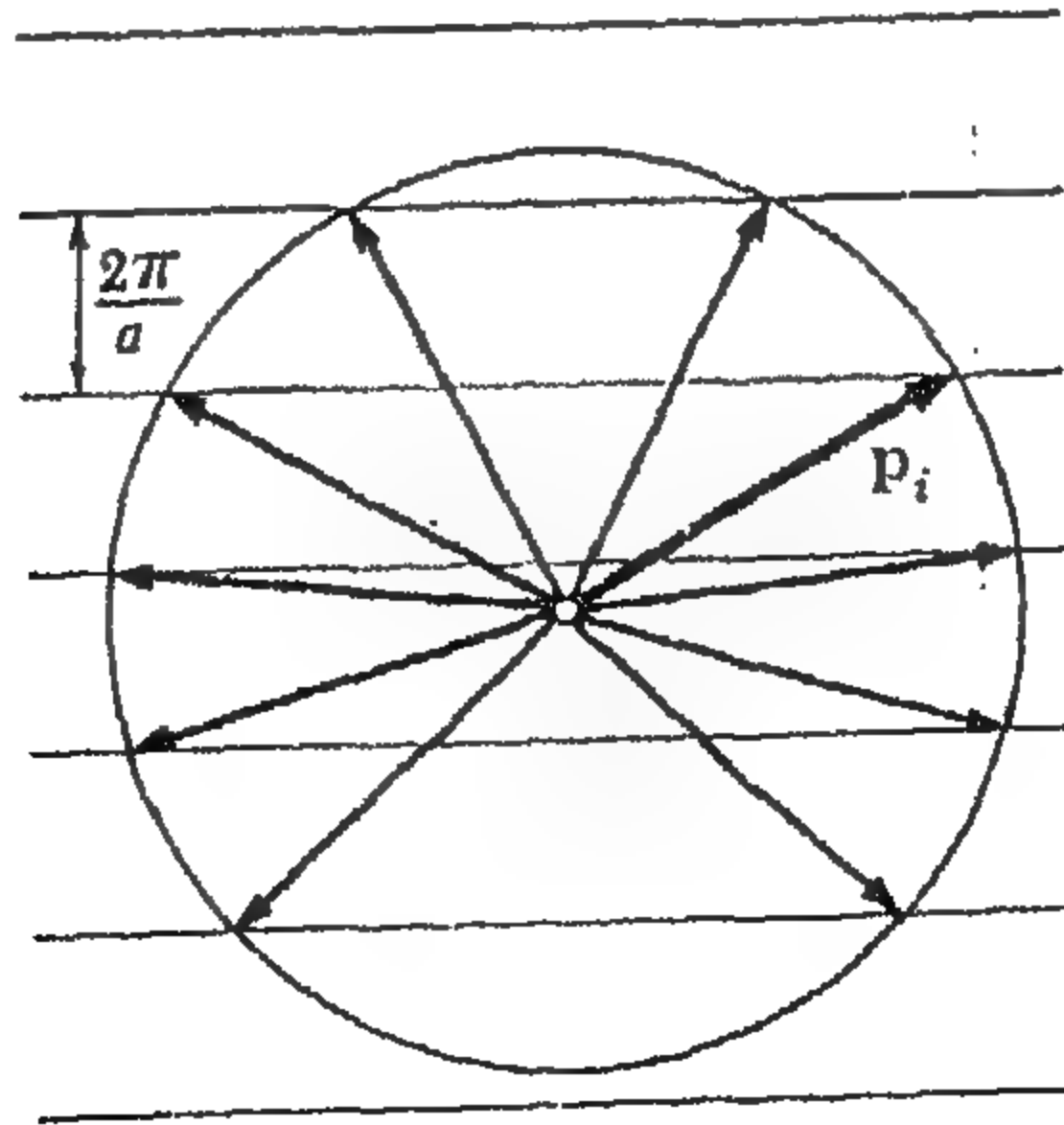
لنفرض أن الموجة الساقطة مستوية ذات تردد (= طاقة) ω ذات متجه موجى (= كية الحركة) p_i . أوجد الاتجاهات الممكنة للموجات الحائدة) وبين أنها يمكن أن توصف كما يلي : جسم كية تحركه p_i يصطدم

مع المحزوز ، وينطلق بعد التصادم بكمية حركة p_0 . في حين أن طاقته لا تتغير بالتصادم ، ولكنه كمية الحركة $q = p_i - p_0$ تنتقل إلى المحزوز . بين أن اتجاهات الموجات الحائدة يمكن تعيينها بواسطة قاعدة بسيطة وهي أن مركبة كمية الحركة المنتقلة q على طول المحزوز ، أي ، المركبة العمودية في الشكل ، يجب أن تكون مضاعفاً صحيحاً للقيمة $2\pi/a$ حيث a هي المسافة بين خطوط المحزوز ، أي أن ، المركبة العمودية . لـ كمية الحركة المنتقلة تكون مقداراً « كياً » .



الشكل الأعلى الذي يشير إلى المسألة ه ، يبين تخطيطاً لمحزوز الحيود ، وتمثل كمية الحركة الساقطة p_i بالمتجه . المسافة بين الخطوط المتجاورة في المحزوز هي ثابت المحزوز a .

الشكل أدناه يبين كيف يمكن إيجاد اتجاهات الأشعة الحائدة عن طريق إنشاء شكل هندسي بسيط . وتعين كيات الحركة النهائية بتقاطعات دائرة تناظر مقدار كمية الحركة التي لا تتغير ، أما فئة الخطوط المتوازية فتتناظر القيم المسموح بها للمركبة العمودية لـ كمية الحركة المنتقلة إلى المحزوز . وبالشكل عشر من كيات الحركة النهائية الممكنة بما فيها كمية الحركة الساقطة موضحة بالمتجهات .



٦ - (أ) نحن نعتبر حيود الضوء المرئي بواسطة محزوز مثل المحزوز الذي وردت مناقشته في المسألة السابقة . بفرض أن ثابت المحزوز α يساوى ضعف الطول الموجي للضوء ، وأن زاوية السقوط هي 45° . أوجد كل الزوايا التي تنطلق عندها الأشعة الحائدة . وضح الإجابة بالرسم .

(ب) دعنا نعدل التجهيز بحيث يصبح المحزوز محصوراً بين لوجين أحدهما من الزجاج التاجي (معامل انكساره 1.51) والآخر من الزجاج النصواني (معامل انكساره 1.74) . وكلاهما ذو سمك منتظم قدره 5 mm ، بحيث يواجه الزجاج التاجي الجهة التي يسقط فيها الضوء . وبحيث يكون الطول الموجي ، ثابت المحزوز ، وزاوية السقوط كما هي في الجزء الأول من المسألة . أوجد الاتجاهات التي تنطلق فيها أشعة الحيود من ثنائي اللوح ، وقارن النتائج بالجزء الأول من المسألة .

٧ - في تجربة من طراز تجربة ديفيد - جيرمر تسقط الكترونات بطاقة قدرها 88 eV عمودية على سطح بلورة معدنية مرتبة ذراتها على شبكة مربعة طول ضلعها $a = 2.9 \text{ \AA}$ ارسم شكلاً يبين نقط تقاطع الأشعة الحائدة مع مستوى موازى لسطح البلورة ، وعلى مسافة قدرها 5 cm من السطح . هذا الشكل يجب أن يرسم بمقياس رسم صحيح ، مع توضيح الأشعة الحائدة .

٨ - يحكى أن أحد الفيزيائيين كان يجري تجارب ، مثل التي ورد وصفها أعلاه ، على عدد من المعادن المختلفة . وفي تقريره الذي يتضمن النتائج قال : باستخدام المعدن A ، لاحظت نموذج حيود ذا مماثل ثلاثي - الأنطواء ، وللمعدن B وجدت تماثلاً رباعى - الأنطواء ، وللمعدن C تماثلاً خماسى الأنطواء ، وللمعدن D تماثلاً سداسى الأنطواء . (يطلق على النموذج أنه ذو تماثل n الأنطواء إذا ظل غير متغير تحت تأثير دورانى بزاوية قدرها $2\pi/n$) . قيم هذا التقرير بالتفصيل .

٩ - سمح لنيوترونات من مفاعل بالمرور خلال عمود (متعدد البلورة) من البريليوم . وقد اختيرت هذه المادة لأنها لا تمتص النيوترونات بدرجة محسوسة . وقد وجد أن النيوترونات التي تنطلق من الطرف الآخر تكون « باردة » أى أن طاقاتها حركتها تناظر درجات حرارة أقل من 50°K . وقد وجد أن النيوترونات « الأكثر دفئاً » أى التي تناظر طاقة حركتها درجة حرارة الغرفة تستطير بشدة بعيدة عن الحزمة بواسطة البريليوم . هل يمكنك تفسير هذه الظاهرة ؟

١٠ - افرض أن دالة الموجة $\psi(x,t)$ هي أحد الحلول ذات التردد الموجب لمعادلة كلين - جوردون (بكتلة m) . وافترض أن هذه الدالة تمثل جسيماً (حزمة موجية) ، مركزاً في الحيز ، تمثيلاً معقولاً ، وتحرك إلى حد كبير في اتجاه محدد . باعتبار أن الدالة $\psi_R(x,t)$ تكون معرفة بالملاقة

$$\psi_R(x,t) = \psi(-x,t)$$

(أ) بين أن الدالة $\psi_R(x,t)$ هي أيضاً أحد الحلول موجبة - التردد لمعادلة كلين - جوردون

(ب) بناء على ذلك تكون الدالة $\psi_R(x,t)$ بمثابة حالة أخرى لحركة الجسم . إوصف فيزيائياً كيف ترتبط حالة الحركة الموصوفة بالدالة $\psi_R(x,t)$ بحالة الحركة الموصوفة بالدالة $\psi(x,t)$. (يمكنك أن تقدم نصاً بسيطاً وأنيقاً . كدليل يرشدك تستطيع أولاً أن تفكر في المسارات « المتوسطة » في الحالتين) .

١١ - المسألة التالية تشبه المسألة رقم ١٠ ، ولكنها من المحتمل أكثر صعوبة . اعتبر الدالة $\psi_T(x,t)$ ، المعرفة بالعلاقة

$$\psi_T(x,t) = \psi^*(x, -t)$$

حيث تدل النجمة على المرافق المركب .

(أ) بين أن $\psi_T(x,t)$ تكون أيضاً حلاً موجب التردد لمعادلة كلين - جوردون .

(ب) أوصف فيزيائياً كيف ترتبط حالة الحركة الموصوفة بالمعادلة $\psi_T(x,t)$ بحالة الحركة الموصوفة بالدالة $\psi(x,t)$.

الفصل السادس

مبدأ عدم التيقن ونظرية القياسات

٢٨٢	علاقات عدم التيقن هيوزينبرج	البنود من ١ إلى ١٩
٢٩٧	القياسات والمجموعات الإحصائية	٢٠ إلى ٤٠
٣١٧	السعات والشدات	٤١ إلى ٤٩
٣٢٣	هل من الممكن من حيث المبدأ التكهن بنتيجة كل قياس ؟	٥٠ إلى ٥٦
٣٢٦	الضوء المستقطب وغير المستقطب	٥٧ إلى ٦١
٣٢٩	مراجع لدراسة إضافية	
٣٣١	مسائل	

الفصل السادس

مبدأ عدم التيقن ونظرية القياسات

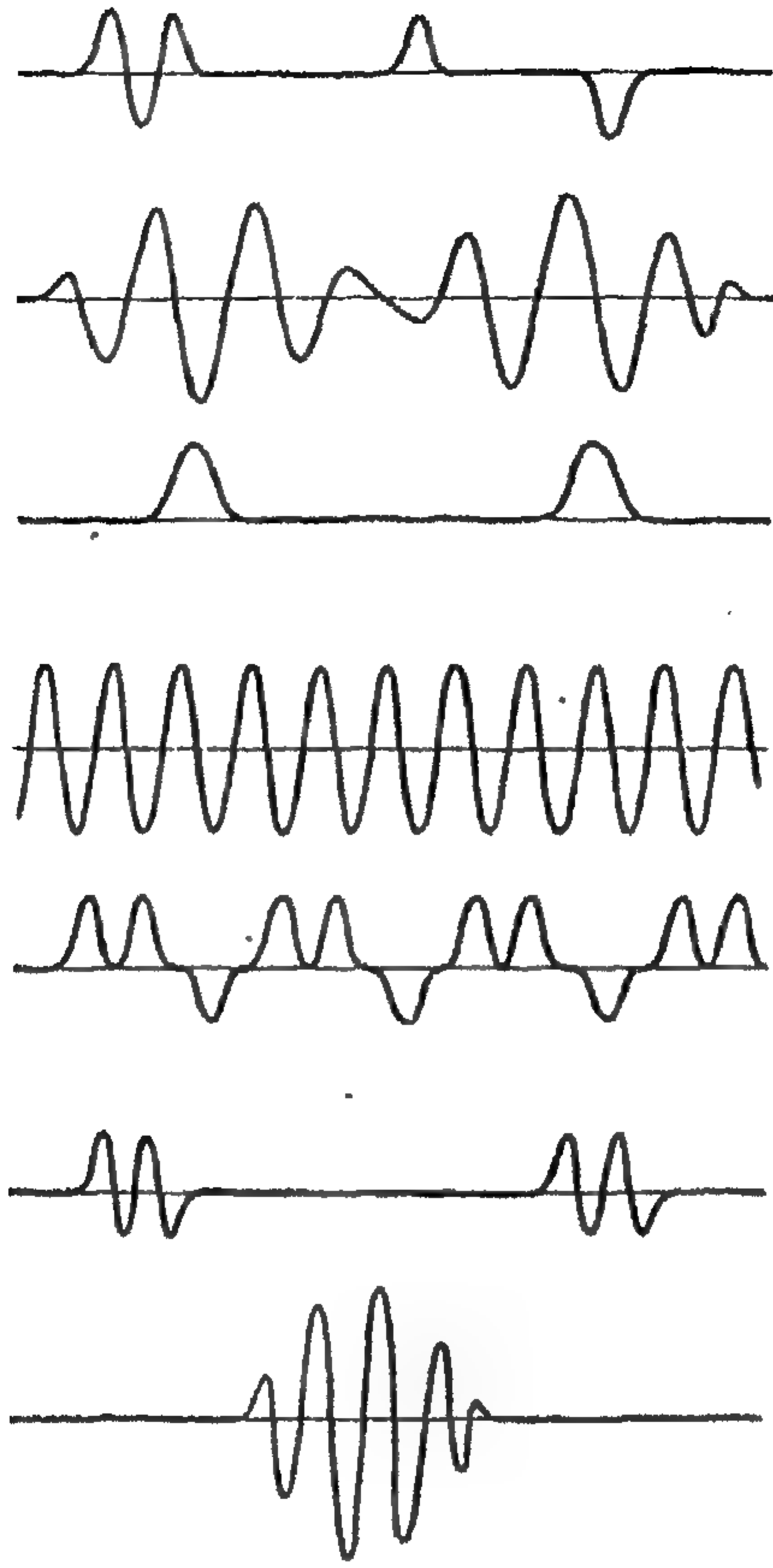
علاقات عدم التيقن لهيزنبرج

١ - لقد تعلمنا من الفصلين السابقين أن الجسيمات الموجودة في الطبيعة لها خواص موجية . فـجسيم متحرك بـكـيـة تحرك جيدة التحديد p من الممكن أن يتصرف كـوجه ذات طول موجي $\lambda = h/p$ ، وهذه العلاقة بين الطول الموجي وكـيـة التحرك هي علاقة عامة بمعنى أنها صحيحة لكل الجسيمات الحقيقية . لقد أكدنا على أنه ينبغي عدم تخيل الخواص الموجية بدلالة « موجة دالة » مصاحبة بصورة أو بأخرى لجسيم كلاسيكي . فالجسيم الفيزيائي الحقيقي هو كيان مفرد لا يمكن تقسيمه ، وخواصه الموجية بالإضافة إلى خواصه الجسيمية ما هي إلا عبارة عن تجل لأوجه مختلفة من طبيعته الذاتية .

٢ - لقد تعلمنا أن حالة الحركة لجسيم يمكن وصفها بدالة موجية مركبة $\psi(x, t)$. وفي حالة جسيم منعزل فإن هذه الدالة الموجية تحقق معادلة كلاين - جوردون (Klein - Gordon) إذا ما أخضعت للشرط الإضافي بأن الترددات الموجية فقط سوف توجد في التحليل الفورييرى للدالة الموجية . وكما شرحنا ، فإنه من الممكن حل معادلة كلاين - جوردون تحت هذا الشرط ، إذا ما أعطينا الدالة الموجية الابتدائية $\psi(x, 0)$ عند الزمن $t = 0$ (أو عند أي زمن آخر محدد) . والدالة الموجية الابتدائية اختيارية تماماً ، وعلى ذلك فإنه من الممكن أن يكون لدينا تنوع عريض جداً من موجات مختلفة مناظرة لحالات مختلفة من حركة الجسيم . ومن المهم أن نفهم بأنه ليس من الضروري أن تشبه موجة في ميكانيكا الكم موجة جيب : وهي حالة خاصة جداً . وتحدد معادلة كلاين - جوردون التبعية الزمنية للدالة الموجية ، ولكنها مع ذلك لا تفرض أي قيد على « ظهور » الموجة عند لحظة ما من الزمن . غير أنها مع ذلك سوف تقيد ظهور الموجة عند زمنين مختلفين . الدالة الموجية $\psi(x, t_1)$ عند زمن $t = t_1$ تحدد قيمة الدالة الموجية عند كل الأزمنة الأخرى ، وبذلك تحدد بطريقة فريدة حالة الحركة للجسيم . ضمن هذا المفهوم تكون ميكانيكا الكم نظرية تعين .

٣ - لتتدارس الآن حالة حركة جسيم موصوفة بالدالة الموجية الابتدائية $\psi(x, 0)$. ولنطرح السؤال التالي : ماذا يمكننا القول عن موضع مكان وكـيـة تحرك الجسيم عند الزمن $t = 0$ ؟

ذكرنا فيما سبق أن السعة يجب أن تعطى تفسيراً احتمالياً . من المرجح جداً وجود الجسيم في تلك المناطق من الفراغ التي تكون فيها السعة كبيرة . بدقة أكثر في التعبير فإن التربيع المطلق لسعة الموجة عند نقطة هو مقياس لاحتمال استكشاف الجسيم إذا ما بحثنا عنه بواسطة مكشاف (صغير) في مجاورة النقطة . إذا ما كانت



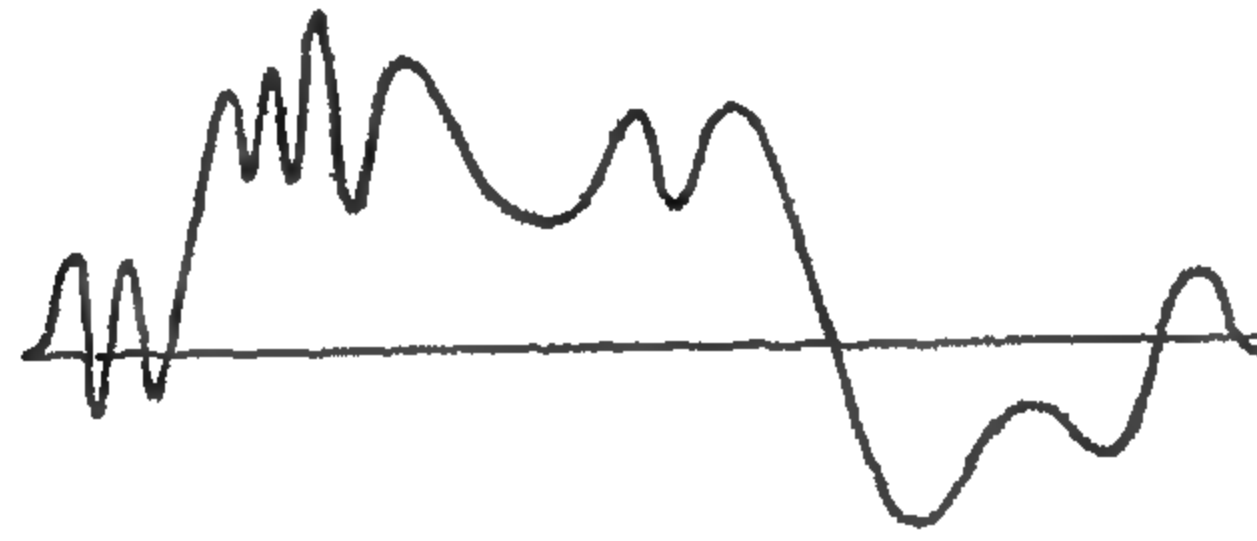
شكل ٢ أ تشكيلة من موجات ، معروضة لتذكير القارئ بأن
 في ميكانيكا الكم ليست بالضرورة أن تشبه موجة جيبية (عند لحظة معينة
 من الزمن) . من الممكن لموجة اختيارية أن تكون تقريباً دالة اختيارية
 لموضع المكان ، وفي مظهرها ليست بالضرورة أن تبدو متناسقة مثل
 الموجات بعاليه . لقد رسمنا هنا الجزء الحقيقي من الدالة الموجية المركبة (بصفة
 عامة) .

الدالة الموجية الابتدائية بحيث أن سعتها تساوى صفراً فيما عدا في منطقة صغيرة جداً ، فإذاً يمكننا القول بأن
 الجسم موجود في تلك المنطقة (عند زمن $t = 0$) : مكان الجسم معروف بدقة . من جهة أخرى ، فإذا
 كانت الدالة الموجية الابتدائية منتشرة إلى حد كبير بحيث أن سعتها ثابتة تقريباً على مدى منطقة كبيرة جداً
 فإننا لا يمكننا تخصيص موضع مكان دقيق للجسم : موضع المكان عند الزمن $t = 0$ يخضع لدرجة كبيرة من
 عدم الدقة .

التصور بعدم إمكانية تحديد موضع مكان دقيق للجسيم ، بصفة عامة ، (عند زمن معين) يتأتى بصورة طبيعية ، كما رأينا ، من الصورة الموجية . الدقة التي يعرف بها موضع المكان تعتمد على حالة الحركة للجسيم ولا يوجد ما يمنع دالة موجية (حالة حركة) والتي يعرف لها موضع المكان بدقة متناهية ، وكذلك لا يوجد ما يمنع نوع آخر من الدوال الموجية التي لا يعرف لها موضع المكان في حدود أحسن من ستة ضوئية .

٤ - اعتبارات مماثلة تنطبق على المتغير « كمية التحرك » . بما أن كمية التحرك والطول الموجي يرتبطان بواسطة معادلة دي برولي (de Broglie) فإنه من الواضح بديهياً أن كمية التحرك لا يمكن تحديدها بدقة إلا إذا ما حدد الطول الموجي بدقة . لكي يتم تحديد الطول الموجي فإنه من الضروري أن تبدى الدالة الموجية نوعاً ما من النمط الدوري . فوجة جيب طويلة لها طول موجي محدد ، ولكن كل مفهوم الطول الموجي يصبح غير ذي معنى محدد بالنسبة لمنحنى عشوائى غير منتظم . يمكننا إذن أن نفهم بأن الدقة التي تحدد بها كمية التحرك للجسيم تعتمد على حالة تحرك هذا الجسيم : وإذن يمكن تحديدها إلى درجة كبيرة جداً ، أو يمكن أن يكون تحديدها قاصراً إلى درجة كبيرة جداً .

أدرك هيزنبرج بأنه على حين أنه لا توجد أية حدود للدقة التي يمكن بها تحديد موضع المكان أو كمية التحرك كلا على حده ، فإنه يوجد حد أساسى للدقة التي يمكن بها تحديد موضع المكان و كمية التحرك في نفس الوقت (بلذة أخرى ، لنفس الدالة الموجية) . هذا التبصر لهيزنبرج يترجم في علاقاته الشهيرة للاتيقنية والتي صاغها في عام ١٩٢٧⁺ . سوف نستنتج هذه العلاقات فيما يلى من خلال مناظرات بديهية .



شكل ٤ أ مثال لرتل موجى يتأتى لمفهوم الطول الموجي بالنسبة له معنى ضئيل جداً . بالنسبة لهذه الموجة تحدد كمية التحرك تحديداً رديئاً جداً . أنظر أيضاً إلى شكل ٢ أ : كمية التحرك محددة تحديداً رديئاً للموجات المبينة فيما عدا الموجة المبينة في الوسط .

٥ - دعنا نتدارس أولاً موجات دي برولي في دنيا البعد الواحد . للسهولة نتبع نظاماً للوحدات بحيث تكون $h = 1$. في مثل هذا النظام من الوحدات يرتبط الطول الموجي و كمية التحرك بالعلاقة $\lambda = 2\pi/p$ ، ولنا حاجة إذن للفرقة بين المتجه الموجي و كمية التحرك .

W. Heisenberg, "Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik," *Zeitschrift für Physik* 43, 172 (1927).

سوف نجادل بدلالة التمثيل المصور للموجات ، ولهذا الغرض فلقد رسمنا في الأشكال هـ أ ، ب ، ج ، د أربعة من الأرتال الموجية ذات طابع خاص وأطوال نهائية (الأحداث x هو الأحداث السيني في هذه الأشكال) . يجب أن يلاحظ القارئ الآن بأن الدالة الموجية $\psi(x, 0)$ هي بصفة عامة دالة مركبة القيمة ، وهذه الحقيقة تخلق صعوبات عند تمثيل هذه الدالة بيانياً . بالرغم من ذلك ، فإننا يمكننا تمثيل الشطر الحقيقي والشطر التخيلي كل على حدة ، ويمكن أن يعتبر القارئ أن الأشكال هـ أ ، ب ، ج ، د تمثل أما الشطر الحقيقي أو الشطر التخيلي للدالة $\psi(x, 0)$.

موضع المكان رديء التحديد

كمية التحرك جيدة التحديد



موضع المكان محدد أفضل

كمية التحرك أقل جودة في التحديد



موضع المكان جيد التحديد

كمية التحرك رديئة التحديد جداً



موضع المكان جيد جداً في التحديد

كمية التحرك رديئة جداً في التحديد



الأشكال هـ أ ، ب ، ج ، د لتوضح مناقشتنا عن علاقة عدم التيقن بين موضع المكان وكمية التحرك . موضع مكان جيد التحديد يتطلب رتلا موجياً قصيراً . كمية تحرك جيدة التحديد تتطلب عدداً كبيراً من الدورات الجيبية جيدة التكوين . المتطلبان متعارضان مع بعضهما البعض .

تبين الأشكال « موجات جيبية مقطوعة » ، معبر عنها بالدالة $\sin(px)$ في المنطقة التي لا تتلاشى فيها الدالة الموجية . بالرغم من ذلك ، فإن الموجة ليست في الحقيقة موجة جيبية صرفة ، ذلك لأنها «مقطوعة» في كلتا النهايتين . لهذا السبب فإنه لا يمكن تحديد الطول الموجي (وكمية التحرك) بدقة : هذه الكميات يمكن تحديدها بدقة فقط عندما تكون الموجة موجة جيبية صرفة .

بالنظر إلى الأشكال هـ أ ، ب ، ج ، د فإننا نرى بوضوح جلي أنه كلما تحسن تحديد موضع المكان ، كلما ازداد تحديد كمية التحرك افتقاراً . دعنا نرمز إلى عدم التيقن في تعيين موضع المكان x بالرمز Δx . كقياس تقريبي لعدم التيقن في موضع المكان يمكننا أخذ طول الرتل الموجي : فإذا كان الرتل الموجي مكوناً من عدد n من الموجات الكاملة فإننا نحصل على

$$\Delta x \sim n\lambda = \frac{2\pi n}{p} \quad (٥ أ)$$

حيث λ تمثل الطول الموجي . من الواضح الآن أن الطول الموجي يصبح أفضل تحديداً كلما ازداد عدد الذبذبات الكاملة في الرتل الموجي . كقياس تقريبي لعدم التيقن النسبي في الطول الموجي فإنه يمكننا أخذ المقدار

$$\frac{1}{n} \sim \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta p}{p} \quad (٥ ب)$$

حيث Δp تمثل عدم التيقن في كمية التحرك . (بما أن $\lambda = 2\pi/p$ فينتج أن $\Delta \lambda/\lambda = \Delta p/p$) .

بدمج المعادلتين (٥ أ) مع (٥ ب) نحصل على علاقة رتبة العظم

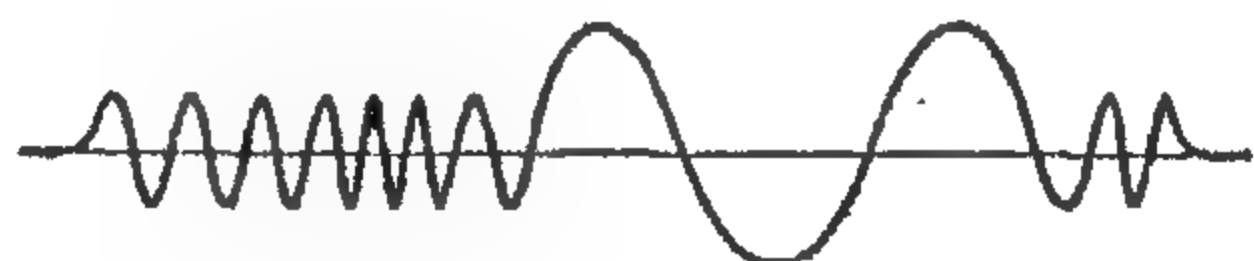
$$\Delta x \Delta p \sim 1 \quad (٥ ج)$$

لقد أسقطنا هنا العامل 2π ، وذلك لأننا نبني فقط الحصول على تقدير لرتبة العظم . تعريفاتنا للكميات Δx و Δp ليست دقيقة ولكنها كيفية فقط لهذا فإن النتائج التي يتم التوصل إليها تكون أيضاً كيفية بالتبعية .

٦ - العلاقة (٥ ج) هي الشكل الذي تأخذه علاقة عدم التيقن بالنسبة للنوعيات الخاصة من الموجات المبينة في الأشكال هـ أ ، ب ، ج ، د . أما الشكل الذي تأخذه العلاقة العامة لعدم التيقن ، والذي ينطبق على جميع الموجات ، فإنه على هيئة متباينة . ولسكى يقتنع القارئ بهذا فإننا نقدم نوعاً آخر من الموجات كالمبين في الشكل ٦ أ . من الواضح أن عدم التيقن في تحديد موضع المكان بالنسبة للموجة التي في الشكل ٦ أ هو نفسه تقريباً بالنسبة للموجة المثلثة في الشكل هـ أ . أما عدم التيقن في تحديد كمية التحرك (أو الطول الموجي) يجب أن يكون أكبر بكثير بالنسبة للموجة المثلثة في الشكل ٦ أ بالمقارنة بذلك الخاص بالموجة المثلثة في الشكل هـ أ . على ذلك فإن العلاقة الحقيقية لعدم التيقن يجب أن تكون على الشكل

$$\Delta x \Delta p \geq 1 \quad (٦ أ)$$

سوف يلاحظ القارئ أن هذه هي علاقة عدم التيقن التي سبق تناولها بإيجاز شديد في الفصل الأول .



شكل ٦ أ بالنسبة للرتل الموجي بعاليه فإن موضع المكان رديء التحديد مثل الوضع في شكل هـ أ . على الرغم من ذلك ، فإن كمية التحرك ، هي أيضاً رديئة التحديد إلى درجة كبيرة ، وبالتأكيد أردأ جداً في التحديد بالمقارنة بتلك في شكل هـ أ . يجب أن تكون علاقة عدم التيقن الصحيحة على هيئة متباينة : ومن الممكن تخيل أرتال موجية يكون عدم التيقن بالنسبة لها في كل من كمية التحرك وموضع المكان اختياري الكبير .

٧ - دعنا نتدارس فيما يلي موجة في فراغ ثلاثي الأبعاد . أول ذي بدء نلاحظ أن مناقشاتنا بالنسبة للموجة

أحادية البعد تنطبق على كل اتجاه إحداثي على حده . وعلى ذلك ، إذا كان x_α و p_α ($\alpha = 1, 2, 3$) يمثلان موضع المكان و كمية التحرك منسوبين إلى الأحداثيات الديكارتية للجسيم ، فإننا نحصل على علاقات عدم التيقن الآتية

$$\Delta x_\alpha \Delta p_\alpha \geq 1, \quad \alpha = 1, 2, 3 \quad (أ٧)$$

من ناحية أخرى ، فإنه من الممكن تماماً أن تكون الموجة على درجة جيدة جداً من التركيز في الفراغ ، مثلاً ، في اتجاه x_1 ، بينما تكون كمية تحرك الموجة على درجة عالية جداً من التحديد في الاتجاه — 2 . ليتضح ذلك فإن القارىء يجب أن يتخيل حزمة موجية مركزة في حيز صغير للغاية حول المحور — 2 ، في نفس الوقت تكون على مدى انتشار كبير في اتجاه هذا المحور . الأحداث — x_1 للجسيم (يكافئ الحزمة الموجية) يكون بذلك معلوماً إلى درجة كبيرة جداً . من ناحية أخرى ، فإنه من الممكن أن يكون لدينا موجة دورية في اتجاه المحور — x_2 وعلى مدى كبير في اتجاه ، وهذا يعنى أن كمية التحرك p_2 يمكن أن تكون على درجة جيدة جداً من التحديد . وعلى ذلك فإن الدقة التي يمكن بها تحديد الأحداث x_1 للجسيم لا تضع أية قيود على الدقة التي يمكن بها تحديد كمية التحرك p_2 ، ونحصل على العلاقات العامة

$$\Delta x_\alpha \Delta p_\beta \geq 0, \quad \text{for } \alpha \neq \beta \quad (ب٧)$$

المتباينتان (أ٧) ، (ب٧) هما علاقات عدم التيقن لموجات (= جسيمات) في الفراغ ثلاثي الأبعاد .

٨ - لمزيد من التعمق ، دعنا نتدارس مرة أخرى تمثيل موجة عامة على أنها تراكب لموجات مستوية :

$$\psi(x,0) = \int_{(\infty)} d^3(p) A(p) \exp (ix \cdot p) \quad (أ٨)$$

حيث

$$A(p) = (2\pi)^{-3} \int_{(\infty)} d^3(x) \psi(x,0) \exp (-ix \cdot p) \quad (ب٨)$$

لقد تدارسنا هذا التمثيل في البنود ٢٩ إلى ٤٤ من الفصل الخامس وكما ذكرنا هناك ، فإنها الحقيقة أن أيًا من هاتين المعادلتين تعنى الأخرى .

لنفرض الآن أن الدالة $A(p)$ جيدة التركز إلى حد كبير في حيز كمية التحرك . هذا يعنى أن $A(p)$ كبيرة فقط في المجاورة المباشرة لنقطة ما $p = p_0$ ، ولكنها صغيرة فيما عدا ذلك . للسهولة يمكننا أن نفترض أن $A(p)$ تتلاشى خارج مجاورة صغيرة جداً حول p_0 . وإذا تأملنا التكامل الذي يعرف $\psi(x, 0)$ فإننا نتوقع ، بديهياً ، أن الدالة الموجية $\psi(x, 0)$ سوف لا تكون جيدة التركز . سوف تبدو الدالة الموجية $\psi(x, 0)$ تقريباً كموجة مستوية ، بكمية تحرك p_0 . لرؤية ذلك ، فإنه يجب على القارىء أن يفكر في الحالة القصوى عندما تؤول المنطقة ، التي فيها $A(p)$ مختلفة عن الصفر ، إلى نقطة . (في الوصول إلى هذا الحد يجب علينا زيادة السعة $A(p)$ في نفس الوقت ، وألا يؤول التكامل الذي يعطى $\psi(x, 0)$ إلى الصفر أيضاً) .

يتبنى المؤلف أن « يرى » القارئ أنه كلما ازداد تركز الدالة $A(p)$ ، كلما أصبحت الدالة الموجية $\psi(x, 0)$ أكثر انتشاراً . مع ذلك ، يوجد تماثل رائع بين المعادلتين (أ ٨) و (ب ٨) ، ويمكننا أيضاً أن نستخلص بأنه كلما ازداد تركز الدالة $\psi(x, 0)$ ، كلما ازداد بالتبعية انتشاراً الدالة $A(p)$ إذا كانت الدالة $\psi(x, 0)$ مركزة جداً ، بمعنى أنها كبيرة فقط في حيز صغير ما حول النقطة x_0 ، فهذا يعنى أن موضع مكان الجسم جيد التحديد . وتبعاً لذلك فإن كمية التحرك تصبح إذن رديئة التحديد لأن مدى واسماً من كميات التحرك سوف يساهم في المفكوك (أ ٨) .

٩- من الممكن وضع هذه الأفكار في صورة دقيقة ، ويمكننا تبين العلاقة بين تركز الدالة $A(p)$ وتتركز الدالة $\psi(x, 0)$. النتيجة هي علاقة عدم التيقن : ترتبط الدقة التي يحدد بها موضع المكان عكسياً بالدقة التي تحدد بها كمية التحرك . وبما أننا قد وعدنا القارئ بالألا نعتمد على نظرية التكامل الفوريرى في هذا الكتاب ، فإننا سوف لانقدم استنتاجاً دقيقاً لعلاقات عدم التيقن⁺ . من المهم بالنسبة لنا أن نفهم كيفياً منشأ علاقات عدم التيقن . وكما رأينا ، فإن الفكرة بسيطة للغاية . إذا ما أريد تحديد موضع مكان الجسم بدرجة جيدة جداً ، فإن الرتل الموجى ينبغى أن يكون قصيراً جداً . لكن هذا الشرط لا يتفق مع شرط تحديد كمية التحرك بدرجة جيدة ، بمعنى أنه في هذه الحالة يجب أن يشبه الرتل الموجى موجة جيبيه على مدى يشمل على عدد كبير من الدورات الكاملة . إذا ما تقبلنا الوصف الموجى للجسيمات فيجب علينا إذن أن نستخلص بأن موضع المكان و كمية التحرك لجسيم لا يمكن تحديدهما تزامنياً بدرجة متناهية الدقة .

نذكر القارئ بمناقشتنا الموجزة في البنود من ٢٠ إلى ٢٦ من الفصل الأول ، وذلك عن المعنى الفيزيائى لعلاقات عدم التيقن . والآن ، يجب أن يكون من الواضح تماماً أن هذه العلاقات لاتصف مجرد بعض « الاضطرابات » غير الملائمة ، والتي لا يمكن تفاديها ، للحركة الكلاسيكية المنتظمة لجسيم كلاسيكى والتي تنشأ من أجهزتنا القياسية . فعلى العكس من ذلك ، فإن هذه العلاقات تقرر الحد الذى لا يمكن تخطيه بالأفكار الكلاسيكية . وببساطة فإن الكلام عن موضع المكان الدقيق متزامناً مع كمية التحرك الدقيقة لا يعطى أى مفهوم لجسيم (= حزمة موجية) ميكانيكى كى .

١٠- ماهى الشروط التى يجب أن تتحقق بحيث يمكننا اعتبار الكثران وكأنه جسيم كلاسيكى ؛ مثلاً « ككرة بلياردو مشحونة » ؟ هذه الشروط تشابه شروط انطباق علم البصريات الشعاعى . يجب أن تكون الأبعاد الطولية للجهاز الذى سيمر به الجسم كبيرة بالمقارنة بالطول الموجى وإلا فإننا سوف نشاهد مظاهر حيود وهى صفة مميزة للموجات . دعنا نرمز لبعده طولى ما فى الجهاز بالرمز d ؛ مثلاً يمكن أن تكون d قطراً لعدسة ، أو عرضاً لفتحة طولية ، ودعنا نرمز لطول دى بروجلى الموجى للجسيم بالرمز λ . لسكى يكون الوصف الكلاسيكى للجسيم صحيحاً بدرجة كافية فيجب أن يتحقق الشرط بأن $d \gg \lambda$. وبما أن $\lambda = 2\pi/p$ فإننا يمكننا كتابة قاعدتنا هذه على الشكل

$$dp \gg 1 \quad (110)$$

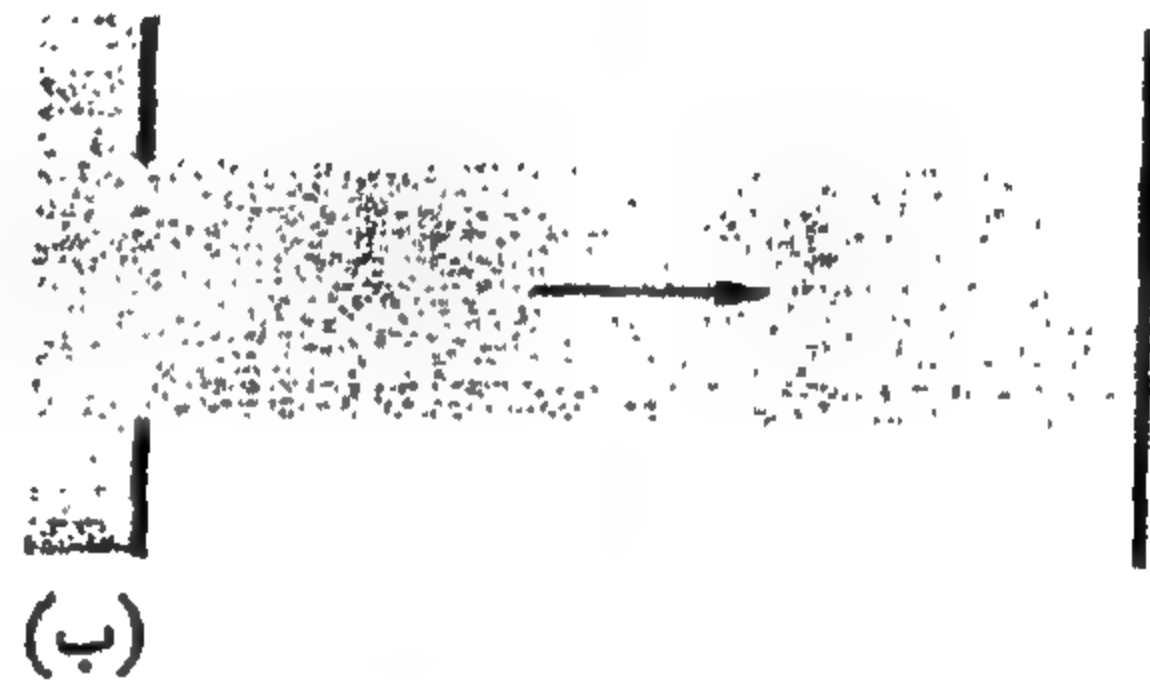
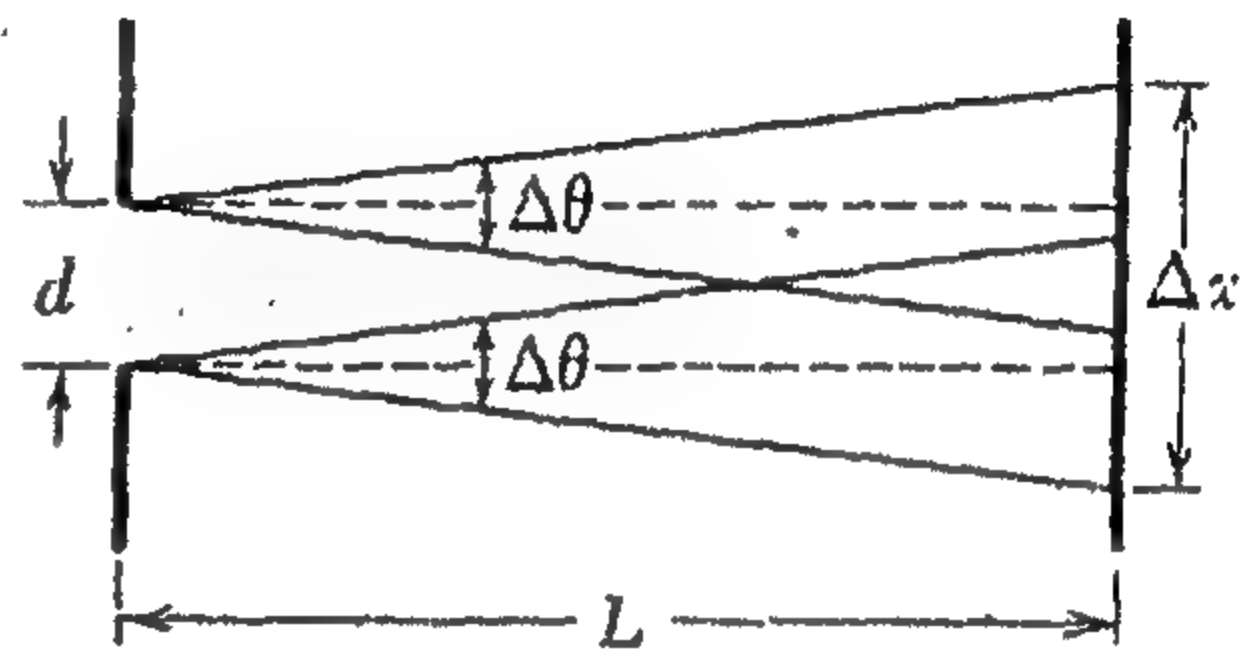
+ من أجل استنتاج معيارى لهذه العلاقات فإننا نحيل القارئ إلى L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*

(McGraw-Hill Book Company, New York, 1968), 3rd edition, p. 60.

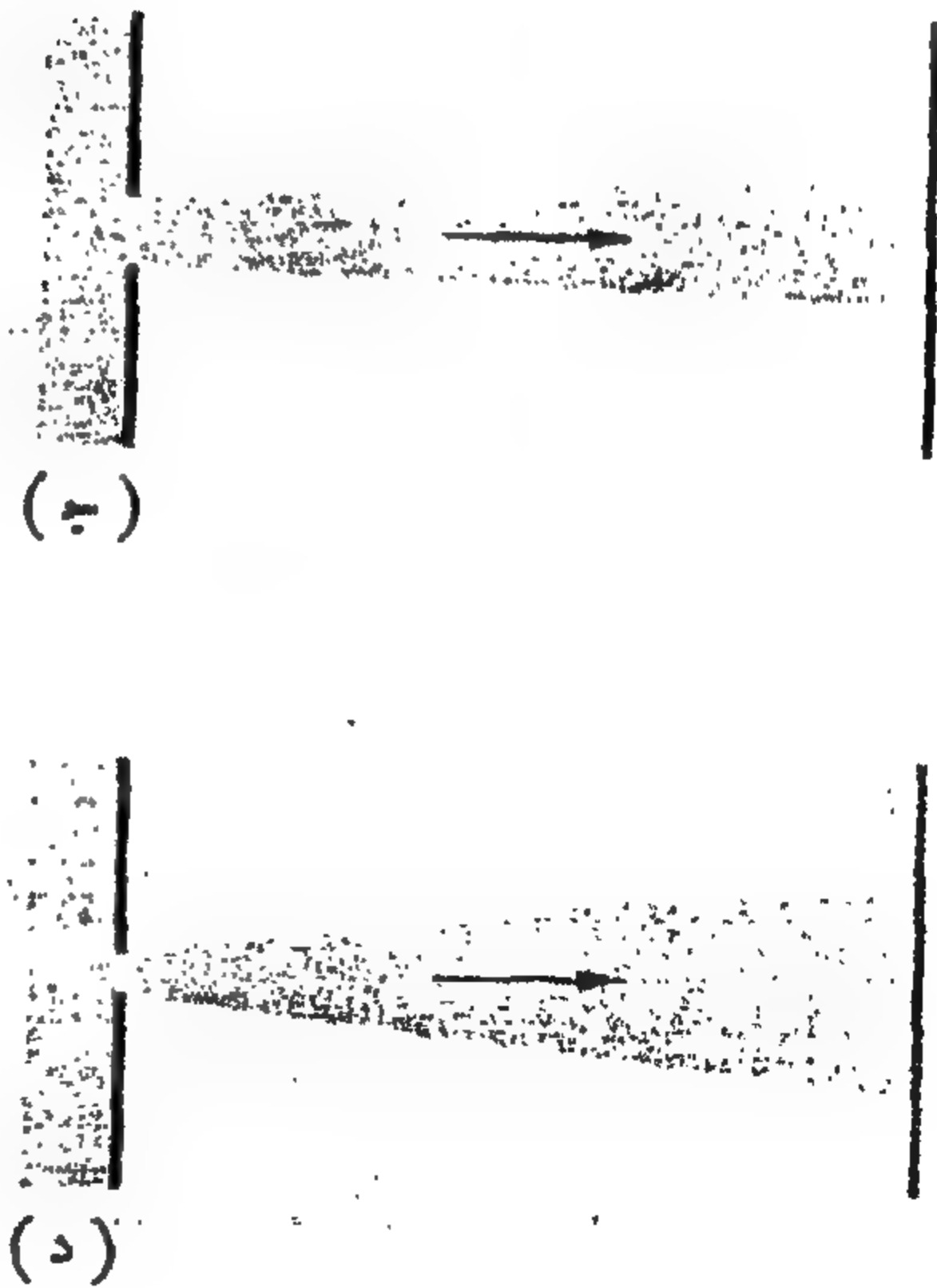
باستخدام نظام الوحدات cgs فإن هذه القاعدة تصبح $dp \gg \hbar$ ، وهذه هي نفس القاعدة التي تناولناها في البنود من ٢٠ إلى ٢٦ من الفصل الأول .

١١- لكي نوضح مغزى علاقات عدم اليقين ، دعنا ندرس درجة الدقة التي يمكن بها تخصيص مسار كلاسيكي للإلكترون في حالة خاصة . هذه الحالة مبينة في الأشكال ١١ أ ، ب ، ج ، د . حزمة من الإلكترونات ، كل إلكترون موصوف بموجة مستوية ، تسقط من جهة اليسار على حائل به فتحة طولية عرضها d . نرغب في اختيار d بحيث تكون البقعة الناشئة على الحائل الذي على اليمين ، نتيجة مرور الإلكترونات من خلال الفتحة الطولية بأقل اتساع ممكن . المسافة بين الحائلين هي L .

شكل (١١ أ) : نحاول إنتاج حزمة ضيقة من الإلكترونات بتحديد حزمة عريضة ساقطة من اليسار بواسطة فتحة في الحائل الذي على اليسار . الحزمة تحيد عند الفتحة ، وعدم اليقين $\Delta\theta$ في الزاوية التي تترك عندها الإلكترونات الفتحة تتناسب عكسياً مع عرض الفتحة d . حجم البقعة الناتجة على الحائل الذي على اليمين يعطى بـ $\Delta x \sim d + L\Delta\theta$.



الأشكال ١١ ب ، ج ، د : هذه الأشكال الثلاثة التخطيطية إلى درجة كبيرة توضح كيفية اعتماد عرض الحزمة على العرض لفتحة الدخول (لاحظ أن الطول الموجي للإلكترونات أقصر في الأشكال بعاليه بمقارنتها الشكل (١١ أ) . في (ب) يكون حجم البقعة على الحائل الذي على اليمين كبيراً لأن فتحة الدخول كبيرة . إذا ما جعلنا عرض الفتحة صغيراً جداً كما هو الحال في (د) ، فسوف تصبح البقعة على الحائل الذي على اليمين كبيرة بسبب تأثيرات الحيود . نحصل على أصغر بقعة بالاختيار $d \sim \sqrt{\lambda L}$ ، ويكون حجم البقعة في هذه الحالة بنفس حد الكبر . الشكل (ج) الغرض منه توضيح هذا الاختيار المثالي (د)



نفترض أن كل الإلكترونات الساقطة على الفتحة الطولية لها نفس كمية التحرك p . إذا مر الكترون من خلال الفتحة فإن عدم التيقن في موضع مكانه المستعرض يصبح d . وعلى ذلك ، فإن عدم التيقن Δp في كمية التحرك المستعرضة للإلكترون تعطى بالمعادلة

$$\Delta p \sim \frac{1}{d} \quad (11 \text{ أ})$$

إذا افترضنا صغر Δp بالمقارنة مع p فإننا يمكننا إعادة صياغة (11 أ) بدلالة عدم التيقن $\Delta \theta$ في الزاوية θ (منسوبة إلى اتجاه السقوط) ، والتي يخرج بها الإلكترون من الفتحة ، ونحصل على

$$\Delta \theta \sim \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{pd} \quad (11 \text{ ب})$$

اعتبر Δx قياساً لأبعاد البقعة الناشئة على الحائل الذي على اليمين . مقدار Δx يحدده شيطان : أبعاد الفتحة في الحائل الذي على اليسار ، وأيضاً انتشار الموجة نتيجة لحيودها عند الفتحة الطولية . (أنظر شكل 11 أ) . على ذلك فإننا يمكننا كتابة

$$\Delta x \sim d + L \Delta \theta \sim d + \frac{L}{pd} \quad (11 \text{ ج})$$

بما أن الطول الموجي λ يعطى بالعلاقة $\lambda = 2\pi/p$ ، فيمكننا إعادة صياغة (11 ج) كالتالى

$$\Delta x \sim d + \frac{\lambda L}{d} \quad (11 \text{ د})$$

حيث أسقطنا العامل 2π في الحد الأخير من المعادلة . نهم هنا فقط بتقدير حسد الكبر ، وبما أن النتيجة النهائية ستصبح أكثر تناسقاً بدون العامل 2π فإننا نسقطه من اعتبارنا لهذه الأسباب .

نرى أنه إذا جعلنا d صغيرة جداً فإن الحد الثانى من (11 د) يصبح كبيراً بسبب تأثيرات الحيود ، بينما يكون الحد كبيراً إذا ما كان عرض الفتحة الطولية d كبيراً . وبتطبيق بسيط لحساب التفاضل يمكن تعيين القيمة المثل d_0 لعرض الفتحة الطولية d التى يصل عندها عدم التيقن Δx المقدار بالعلاقة (11 د) إلى نهايته الصغرى Δx_{\min} ، والنتيجة هى كالاتى :

$$d_0 = \sqrt{\lambda L}, \quad \Delta x_{\min} = 2d_0 = 2\sqrt{\lambda L} \quad (11 \text{ هـ})$$

في الحالة المثل تصبح أبعاد البقعة على الحائل الأيمن ضعف أبعاد الفتحة الطولية في الحائل الأيسر . (يجب ألا تأخذ العامل 2 بروح النص : تذكر أننا نقدر هنا حد الكبر فقط ، وأنا أخذنا العامل 1 $\sim 2\pi$) . لنفترض أن $L = 1 \text{ m}$ ، وأن الطاقة الإلكترونات هى 150 eV . إذن فإن طولها الموجى $\lambda = 1 \text{ \AA}$ ، والتقدير (11 هـ) يقدر لنا أن أبعاد البقعة على الحائل الأيمن ستكون من حيث المبدأ على أدرجة من الصغر مساوية 0.02 mm . بذلك تكون « مسارات » الإلكترونات بين الحائلين ضيقة وجيدة التحديد من وجهة النظر العيانية .

١٢ - البحث المفصل في الظروف التي يتبع عندها نظام فيزيائي قوانين الفيزياء الكلاسيكية هو بحث مشوق ولكنه ليس بالسهل . يفضل البعض ما يجب اتباعه كالتالي . أولاً ، يجب أن تحل المسألة حلاً ميكانيكياً كياً ، بعد ذلك نضع $\hbar = 0$ لنحصل على النهاية الكلاسيكية . هذه الفكرة ليست صحيحة . لا يمكننا وضع $\hbar = 0$ حيث أننا نعلم أن \hbar تساوى واحداً في الحقيقة (وذلك بالاختيار المناسب للوحدات) . المشكلة الحقيقية هي أن نبين كيف يتأق نظام يتبع قوانين ميكانيكا الكم ، كما هو حال كل الأنظمة الفيزيائية ، بأن يبدو تابعاً لقوانين الفيزياء الكلاسيكية ، بمعنى تبعيته لهذه القوانين إلى درجة كبيرة من الدقة . في دراسة هذه المشكلة فإنها لفكرة جيدة بأن نستخدم الوحدات التي تجعل $\hbar = 1$ ، كما فعلنا في مثالنا ، ذلك لأنه في هذه الحالة نصبح مضطرين إلى مواجهة المشكلة الحقيقية .

إن مشكلة كيفية تأق النهاية الكلاسيكية لها من الأوجه الكثير ، وإنه لمن الصعوبة بمكان إعطاء وصف تفصيلي لذلك في عبارة واحدة إذا ما تفهمنا النهاية الكلاسيكية على أنها النظرية الكلاسيكية لديناميكا الجسيمات ، فإن أحد الشروط هو أنه يجب أن يكون التنظيم بحيث لا تظهر مظاهر للحيود ، ولقد درسنا هذه النقطة في البند السابق . إذا ما أريد لباقة موجية بأن تبقى متمركزة بدرجة جيدة ، وبأن يكون لها مسار جيد التحديد والذي يمكن اعتباره مسار لجسيم ، فإن الأبعاد الطولية للفتحات التي تحدد المسار يجب أن تكون كبيرة بالمقارنة بطول دي برولي الموجي . ومع ذلك ، فإن الديناميكا الكلاسيكية ليست « النهاية الكلاسيكية » الوحيدة . ومن المرغوب فيه أيضاً أن نصل إلى الشروط الواجب توافرها بحيث تكون النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية سارية المفعول . في هذه الحالة لا يكون الشرط هو عدم ملاحظة مظاهر للحيود ، ولكن الشرط هو ألا تتصرف الفوتونات الفردية وكأنها جسيمات .

سوف لانتاج مشكلة النهاية الكلاسيكية أكثر من ذلك . في الوقت الحالي نكتفي بمفهومنا الكيفي المرتجل للنهاية الكلاسيكية . ويجب أن يعتمد القارئ على نفسه في التفكير في مثل هذه المسائل . وكما تبين مناقشتنا فإن مانعني « بالنهاية الكلاسيكية » يعتمد على النظام الذري تحت الدراسة ، وهذه نقطة هامة ينبغي إدراكها .

١٣ - كشال آخر للمجالات التي تحوى علاقة عدم التيقن ، دعنا نحاول تقدير طاقة الترابط للذرة الهيدروجين على أساس من هذه العلاقة ، وذلك ما وعدنا القيام به بالبند ٢٦ من الفصل الثاني . في هذه المناقشة نريد استخدام نظام CGS - للوحدات والذي تأخذ فيه علاقة عدم التيقن (١٦ أ) الشكل الآتي

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar \quad (١٣ أ)$$

للقيام بهذا التقدير نفترض أن العلاقة الكلاسيكية

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r} \quad (١٣ ب)$$

للطاقة الكلية للإلكترون في المجال الكهرستاتيكي للبروتون سوف تستمر ذات معنى في ميكانيكا الكم . المتغير p إذن يرمز إلى كمية التحرك لموجة الإلكترون ، أما المتغير r فإنه يرمز إلى نوع ما من « إحداثيات موضع المكان » للموجة .

الحد الأول في العلاقة (١٢ ب) موجب القيمة ، أما الحد الثاني فهو سالب القيمة . طاقة الحالة الأرضية هي أقل طاقة ممكنة للنظام ، ونعلم بأنها يجب أن تكون سالبة القيمة ، وإلا فسوف لا يكون هناك ترابط . كلاسيكياً يمكننا جعل طاقة الترابط على أي درجة نبتغيها من الكبر وذلك باختيار مدار للإلكترون ذي نصف قطر صغير جداً . يصبح عدم التيقن في موضع المكان صغير لمثل هذه الحالة الحركية ، وإذا ما حاولنا التعامل بروح ميكانيكا الكم ، فإننا نستخلص من علاقات عدم التيقن بأن عدم التيقن في كمية التحرك يكون كبيراً بالضرورة ، وذلك يعني بأن الكمية $p^2/2m$ من الضروري أن تكون كبيرة . بمعنى آخر . إذا ما حاولنا أن نجعل طاقة الوضع كبيرة (وسالبة) بجعل r صغيرة ، فإن طاقة الحركة تصبح كبيرة ، وهذا يمكن أن يقودنا إلى طاقة كلية كبيرة إذا ما « تفوق » حد طاقة الحركة . من ناحية أخرى ، إذا ما حاولنا جعل طاقة الحركة صغيرة بأخذ قيمة صغيرة لكمية التحرك p ، فإن r سوف يبتغي لها أن تكون كبيرة ، وفي هذه الحالة تكون طاقة الوضع السالبة صغيرة . يمكننا التصور جيداً ، بأنه سوف تكون هناك قيمة مثلى لنصف القطر تأخذ عندها الطاقة الكلية أقل قيمة لها .

١٤ - لكي نتبين كيف يؤدي هذا « التوازن » بين طاقتي الحركة والوضع إلى الترابط فسوف نقوم بالتقريب المرتجل التالي . سوف نقوم بإحلال r محل عدم التيقن في موضع المكان وإحلال كمية التحرك p محل عدم التيقن في كمية التحرك ، وسوف نعيد كتابة علاقة عدم التيقن كالتالي

$$rp \sim \hbar \quad (١٤ أ)$$

أو ، للتحديد دعنا نفترض أن

$$rp = \hbar \quad (١٤ ب)$$

دعنا الآن نستخدم العلاقة (١٤ ب) لحذف r من العلاقة (١٣ ب) للطاقة الكلية E . نحصل على

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 p}{\hbar} \quad (١٤ ج)$$

كدالة لكمية التحرك p فإن الطاقة الكلية E سيكون لها نهاية صغرى عند نقطة $p = p_0$ ، ويمكن إيجاد p_0 بمساواة نتيجة تفاضل E بالنسبة للمتغير p بالصفر ، أي

$$\left(\frac{\partial E}{\partial p} \right)_{p=p_0} = \frac{p_0}{m} - \frac{e^2}{\hbar} = 0 \quad (١٤ د)$$

بالحل من أجل p_0 ، وبتعريف $r_0 = \hbar/p_0$ ، فإننا إذن نحصل على

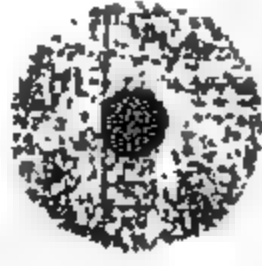
$$p_0 = \frac{e^2 m}{\hbar}, \quad r_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m} \quad (١٤ هـ)$$

وأيضاً

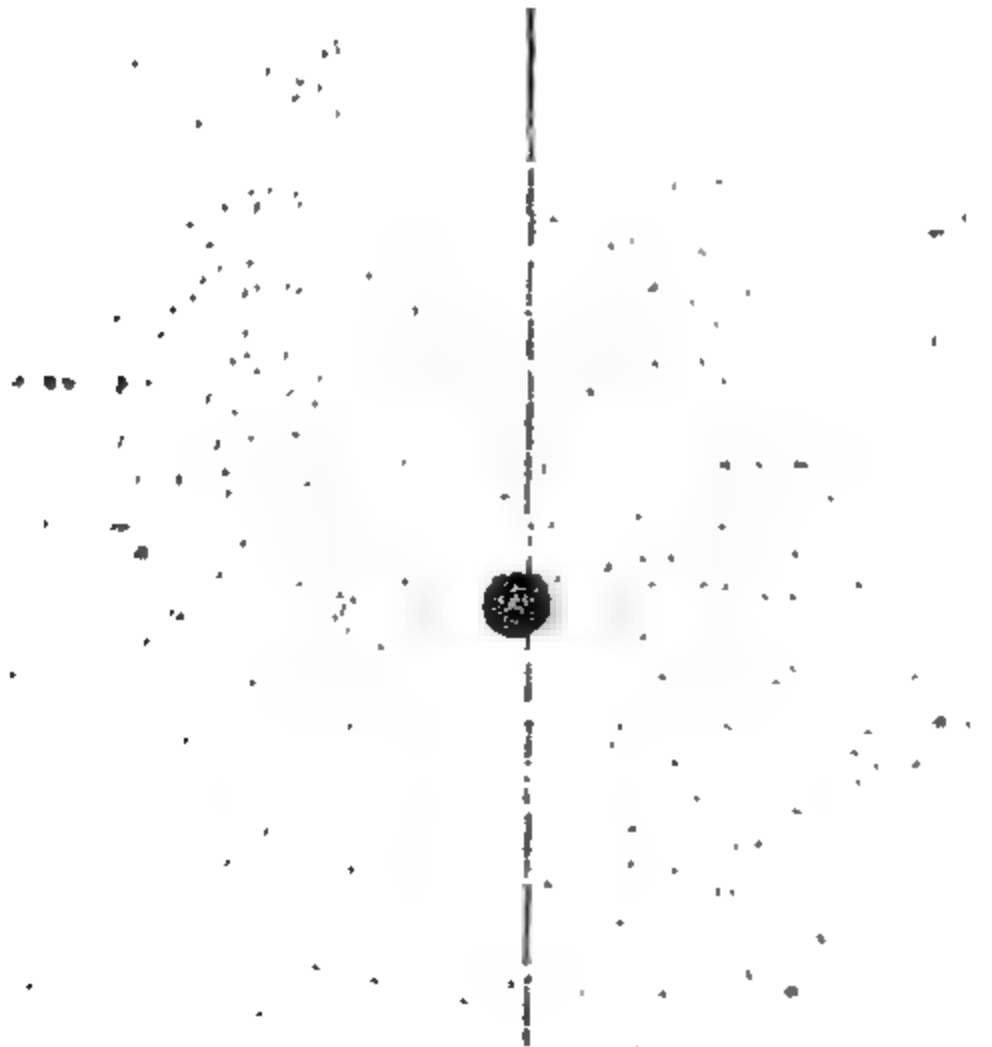
$$E = \frac{p_0^2}{2m} - \frac{e^2 p_0}{\hbar} = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2} = -R_\infty \quad (١٤ و)$$

بمقارنة هذه النتائج بالنتائج التي حصلنا عليها في البند ٢٣ من الباب الثاني ، نجد أن الطاقة E المعطاة بالمعادلة (١٤ و) صحيحة تماماً . و « نصف القطر » r_0 المعطى بالمعادلة (١٤ هـ) هو أيضاً (صحيح) ، وهو عبارة عن نصف قطر بوهر $r_0 = a_0 = 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm}$.

١٥ - من المؤكد أنها « مصادقة » بأن تصل بنا مجادلتنا الأولية إلى طاقة الترابط الصحيحة . بالرغم من ذلك ، فإن حصولنا على طاقة الترابط الصحيحة من عدمه ليس بالأمر الهام . ولكن الأمر الهام هو أننا قد توصلنا إلى رتبة العظم الصحيحة لكل من طاقة الترابط وأبعاد الذرة ، وأننا قد استوعبنا أسباب عدم فناء الذرة على أساس النظرية الموجية . ينشأ التركيب الذري عن عملية توازن . طاقة الحالة الأرضية هي أقل طاقة يمكن أن توجد فيها الذرة وهذه الطاقة هي مجموع حدين مختلفين في الإشارة الجبرية . إذا ما حاولنا أن نجعل الحد السالب ، طاقة الوضع كبيراً وذلك بتركيز موجة الإلكترون في حيز صغير جداً حول النواة ، فسوف ينتج عن ذلك أن يصبح حد طاقة الحركة كبيراً وذلك لأن الموجات سوف تحمل كمية تحرك كبيرة . من جهة أخرى فإننا يجب ألا ننشر الموجات إلى درجة كبيرة ، وإلا فإن حد طاقة الوضع سيصبح غير معنوي . والحالة الأرضية هي تجسيد . « لأفضل » توازن ممكن . هذه الاعتبارات ممثلة تخطيطياً في الشكلين ١٥ أ ، ب .



شكل ١٥ أ إذا ما حدد الإلكترون في حيز صغير جداً حول النواة فإن عدم التيقن في موضع مكانه سيكون صغيراً . في هذه الحالة إذن يجب أن يكون عدم التيقن في كمية تحركه كبيراً ، وهذا يعني أن طاقة حركته يجب أن تكون كبيرة أيضاً . وبالطبع فإن طاقة وضعه تكون سالبة وكبيرة في المقدار .



شكل ١٥ ب إذا ما أردنا بأن تكون طاقة الحركة صغيرة جداً فيجب أن نسح بحيز كاف للإلكترون : عدم التيقن في موضع مكانه يجب أن يكون كبيراً . إذن يكون متوسط بعده عن النواة كبيراً ، ويكون مقدار مقدار طاقة وضعه صغيراً .

تنتج الحالة الأرضية عن تراخى تتبواً فيه الطاقة الكلية أصغر قيمة ممكنة لها بما لا يتعارض مع مبدأ عدم التيقن .

تبين مناقشاتنا أيضاً أن فكرة المدارات الكلاسيكية في الذرة لا تتفق تماماً مع الصورة الموجية . في البند السابق توصلنا إلى أن عدم التيقن في موضع مكان الإلكترون ذرة الهيدروجين يجب أن يكون في نفس رتبة عظم نصف قطر بوهر a_0 . ينطبق هذا التقدير بوضوح على إجابات ، وضع المكان في كل اتجاه ، وتحت هذه الظروف فإن الكلام عن مدار دائري بنصف قطر a_0 يصبح عديم المعنى .

١٦ - دعنا فيما يلي نستخدم علاقة عدم التيقن في الحصول على تقدير مبدئي لشدة القوة النووية . نعتبر نوية (بروتون أو نيوترون) محصورة في فواة في حدود كرة بنصف قطر $r = 1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}$ تقريباً . تدلنا علاقة عدم التيقن إذن بأن كمية التحرك يجب أن تكون على الأقل في رتبة عظم $p \sim h/r_0$ ، وبذلك فإن الطاقة الحركية للنوية سوف تكون في رتبة العظم

$$E_{\text{kin}} \sim \frac{1}{2M_p} \left(\frac{h}{r_0} \right)^2 \sim 10 \text{ MeV} \quad (16 \text{ أ})$$

بما أن النوية مقيدة في الفواة فإن طاقة الوضع المتوسطة ، والتي يرمز لها بالرمز $\langle U \rangle$ ، يجب أن تكون سالبة وأكبر مقداراً من الطاقة الحركية ، ونستخلص أن :

$$-\langle U \rangle \geq 10 \text{ MeV} \quad (16 \text{ ب})$$

هذا تقدير مبدئي جداً ، لكنه يعطى فكرة عن رتبة عظم المقدار تحت البحث .

١٧ - نلاحظ أن نفس نوع المعالجة يمكن استخدامه لدحض الفكرة القائلة بأن الأنوية تتركب من بروتونات وإلكترونات . إذا نظرنا إلى المعادلة (١٦ أ) فإننا نلاحظ أن طاقة الحركة تتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة الجسم . ونستخلص من ذلك بأن طاقة الوضع المتوسطة للإلكترون تصبح أكبر من تقدير المعادلة (١٦ ب) بحوالي ٢٠٠٠ مرة ، وهذا لا يتفق قطعياً والدلائل العملية بأن التفاعلات السائدة للإلكترونات ذات طبيعة كهرومغناطيسية .

١٨ - يمكننا تقرير علاقة عدم تيقن تجمع الزمن مع التردد ومتناسقة تماماً مع علاقة عدم التيقن لموضع المكان مع كمية التحرك . لتدع $f(t)$ تمثل السعة (المركبة) لعملية فيزيائية ما . على سبيل المثال ، من الممكن أن تمثل $f(t)$ السعة كدالة للزمن t لموجة كهرومغناطيسية عند موضع مكان محدد في الفراغ . إذا كانت هذه الموجة قد انبعثت من ذرة فإنها ستكون رتلاً موجياً ذا طول محدد ، وسوف تنتهي السعة إلى الصفر مع تنامي الزمن t إلى $+\infty$ أو $-\infty$. ومن الممكن اعتبار هذه الموجة كثراً كيب لموجات أحادية التردد ، وتحليل الموجة إلى مركباتها أحادية التردد يعبر عنه بواسطة تكامل فوريير

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t} \quad (18 \text{ أ})$$

حيث تعطى الدالة $g(\omega)$ بالعلاقة

$$g(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dt f(t) e^{i\omega t} \quad (18 \text{ ب})$$

وكما ذكرنا في الفصل الخامس فإنها لنظرية بأن كلا من التكاملين يعني الآخر ، وذلك لفئة كبيرة الدوال $f(t)$ أو $g(\omega)$ حسنة التصرف . وعلى ذلك فإن هذه النظرية تسمح لنا بتحليل عملية مطلقة ممتدة على الزمن بدلالة مركباتها التوافقية .

إذا كانت الدالة $g(\omega)$ في (١٨ أ) كبيرة فقط في المجاورة المباشرة لنقطة $\omega = \omega_0$ فإننا يمكننا القول بأن التردد على درجة كبيرة من التحديد وفي هذه الحالة تمثل الدالة $f(t)$ عملية أسجادية الطول الموجي تقريباً . ولفترة كبيرة من الزمن تكون السعة تقريباً على شكل $f(t) = A e^{-i\omega_0 t}$. ومن جانب آخر ، إذا كانت السعة $f(t)$ كبيرة فقط لفترة وجيزة من الوقت حول الزمن $t = t_0$ ، تماثل الحالة عندما تمثل $f(t)$ نبضة حادة ، فسوف يصبح التردد في هذه الحالة رديئاً جداً في التحديد وتكون الدالة $g(\omega)$ ، المعطاة بالمعادلة (١٨ ب) ، ذات قيمة محسوسة على مدى فترة كبيرة من التردد . خلاصة ما سبق هو أن التردد الخاص بعملية ما والزمن الذي تحدث فيه هذه العملية لا يمكن تحديدهما تزامنياً بدقة اختيارية . عدم التيقن $\Delta\omega$ في التردد ، وعدم التيقن Δt في الزمن الذي تحدث عنده العملية ، تحكمهما علاقة عدم التيقن .

$$\Delta\omega \Delta t \geq 1 \quad (١٨ ج)$$

الزمن رديء التحديد

١ - (أ)

التردد جيد جداً في التحديد



الزمن أفضل في التحديد

٢ - (ب)

التردد أقل جودة في التحديد



الزمن جيد التحديد

٣ - (ج)

التردد رديء جداً في التحديد



الزمن جيد جداً في التحديد

٤ - (د)

التردد رديء جداً في التحديد



الأشكال ١٨ أ ، ب ، ج ، د : لتوضيح علاقة عدم التيقن بين الزمن والتردد . هذه الأشكال ماثلة للأشكال ه أ ، ب ، ج ، د ، فيما عدا المصطلحات المستعملة .

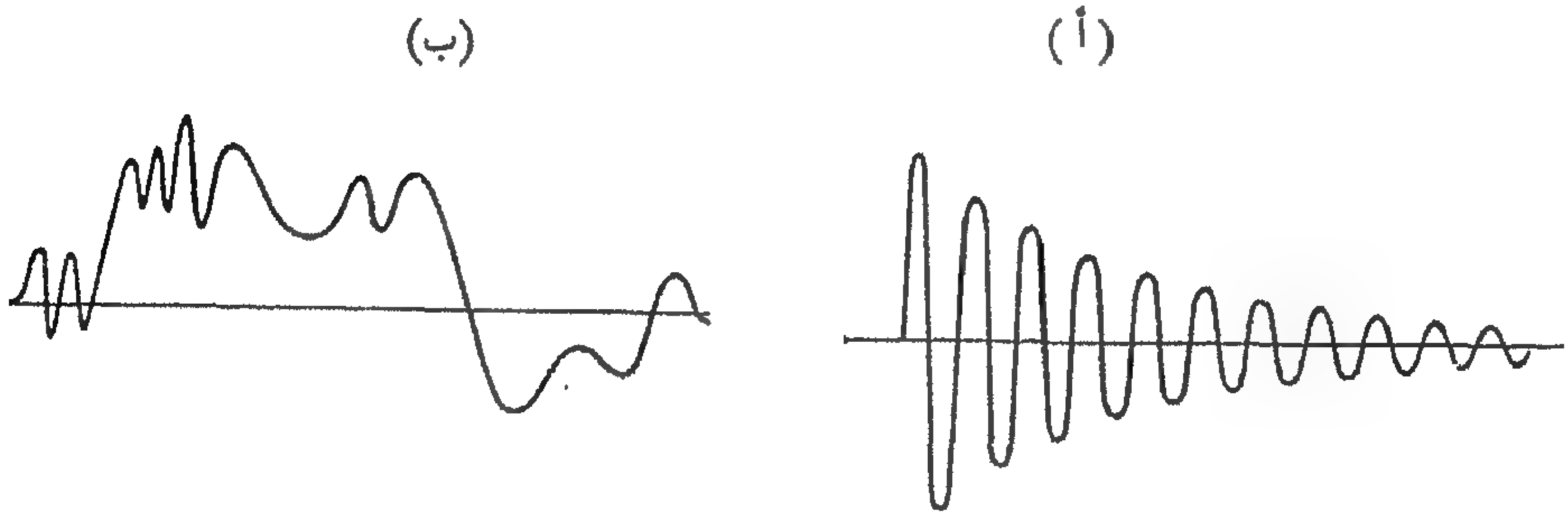
ومن الواضح أن الفكر الذى يؤدى إلى علاقة عدم التيقن هذه يطابق تماماً ذلك الذى أدى إلى علاقة عدم التيقن التى تجمع بين موضع المكان وكية التحرك . ولقد بينا أفكارنا فى الأشكال ١٨ أ ، ب ، ج ، د .

١٩ - سوف يسترجع القارئ أننا قد ناقشنا فى البنود ٢٠ إلى ٢٣ من الفصل الثالث العلاقة بين متوسط زمن الحياة τ لحالة مثارة والعرض المحدد ΔE لمستوى الطاقة الذى تمثله هذه الحالة . واستخلصنا أن العرض يتناسب تناسباً عكسياً مع متوسط زمن الحياة . دعنا الآن ننظر إلى هذه العلاقة فى ضوء علاقة عدم التيقن بين الزمن والتردد .

نفترض أن النظام ينتقل من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية بانبعاث كم ضوئى (فوتون) . عدم التيقن فى تردد الفوتون سيكون إذن $\Delta\omega = \Delta E/\hbar$ ، ذلك إذا ما كانت الكمية ΔE هى عرض المستوى المثار . إن أمد عملية الانبعاث من رتبة عظم متوسط زمن الحياة τ ، وعلى ذلك فإن عدم التيقن فى الزمن الذى تحدث عنده عملية الانبعاث تكون من نفس رتبة عظم τ . على ضوء (١٨ ج) يمكننا إذن كتابة

$$\tau \Delta\omega \sim 1 \quad \text{or} \quad \tau \Delta E \sim \hbar \quad (١٩ أ)$$

لقد كتبنا متساوية تقريبية بدلا من متباينة ، نتعامل هنا مع ذبذبة توافقية متضائلة أسياً ، كما هو مبين فى الشكل ١٩ أ . من الواضح أن سعة هذه العملية على علاقة بالسعة المبينة فى الشكل ١٨ أ ، والتى يأخذ بالنسبة لها مضروب عدم التيقنات نهايته الصغرى ، أكثر من السعة المبينة فى الشكل ١٨ ب ، والذى يحدد له كل من الزمن والتردد تحديداً قاصراً إلى درجة كبيرة .



الأشكال ١٩ أ ، ب : موضح بأعلاه ذبذبة توافقية متضائلة أسياً . من الواضح بديهياً أن التردد أفضل كثيراً فى التحديد بالنسبة لهذه العملية عنه بالنسبة للعملية « غير المنتظمة » المبينة بالمنحنى فى شكل ١٩ ب بأسفله . بالنسبة للمنحنى العلوى يبدو معقولاً أن نخمن بأن التباين فى علاقة عدم التيقن يكون متساوية تقريبية .

العلاقات (١٩ أ) هى نفس العلاقات التى استنتجناها فى البنود من ٢٠ إلى ٢٣ من الفصل الثالث ، فيما بدا فى حينه وكأنه اتجاه فكر مختلف . أما إذا ما أمعن القارئ الفكر فى هذا الموضوع فإنه سيلاحظ أن الأفكار الأساسية للاستنتاجين ليست حقيقة على درجة كبيرة من الاختلاف . مناقشتنا فى الفصل الثالث يمكن تصنيفها على أنها « تحليل فورييرى متشكك » .

القياسات والمجموعات الإحصائية

٢٠ - سوف نناقش فيما تبقى من هذا الفصل عملية القياس في الفيزياء . سنقوم بذلك عن طريق تحليل بعض الأوضاع الفيزيائية البسيطة بدلالة ما تعلمه الآن . هدفنا هنا هو الحصول على أنماط فكر ميكانيكية كمية ، وليس محاولة لصياغة نظرية كاملة للقياسات . والقياسات الفيزيائية ذات طبيعة على درجة كبيرة من التنوع ، ولا يمكن أن تظهر مناقشة قصيرة مثل هذا التنوع الكبير . إذا ما أردنا تفهم نتائج نظرية ما ، فإنه من الطبيعي أن نتدبر الظروف العملية المثالية التي تبرز عن طريقها بكل وضوح مستطاع نتائج الظاهرة التي نعينها ، وبغض النظر وقتياً هنا عن كل المصاعب التقنية العملية التي تواجهها في الحقيقة . وعلى ذلك فإن كل مناقشاتنا النظرية للقياسات تبعد كثيراً عن كونها صورة حقيقية لما يجري فعلاً في المختبر .

٢١ - من الملائم أحياناً التفكير في العملية القياسية كما لو كانت مكونة من مرحلتين : مرحلة تحضير للنظام الذي تحت الدراسة ، يتبعها مرحلة القياس الفعل . ولا شك أن هذا وصف تخطيطي حيث أنه في الكثير من الأحيان لا يوجد هذا التمييز الحاد بين التحضير والقياس : بعض من العملية القياسية يمكن اعتباره وكأنه جزء من التحضير ، والعكس صحيح .



صورة تخطيطية جداً لعداد جيجر - مولر (Geiger - Muller counter).
يتركب الجهاز من قطبين بداخل غلاف يحتوي على غاز مناسب . في الشكل القطب الموجب على هيئة سلك رفيع ، والقطب السالب عبارة عن اسطوانة ترتكز حول السلك . يكون فرق الجهد بين القطبين حوالي 1000 فولت . جسم سريع ذو شحنة مختزقاً للفراغ بين الجهدين بين القطبين سوف يؤين جزيئات الغاز على مدى مساره . سوف تمجّل الأيونات والالكترونات الناتجة في اتجاه القطبين ، وإذا ما كان فرق الجهد عالياً بدرجة كافية ، فسوف يحدث تأين ثانوي إلى الدرجة التي ينتج عنها سيل من الالكترونات . يمكن تكبير وتسجيل نبضة التيار الناتجة ، ويمكن إذن أن يعد الجهاز جسيمات مشحونة فردية . بالطبع ، فإنه من الضروري أن تؤخذ الاحتياطات بحيث « يخمّد » التفريغ بعد كل نبضة . هذا يمكن تحقيقه إما إلكترونياً من خلال دائرة إضافية تخفض لحظياً فرق الجهد بعد كل نبضة ، أو باستخدام غاز يملأ بحيث يخمّد التفريغ ذاتياً . أنابيب من النوع الأخير تسمى ذاتية - الإخاد .

التحليل بدلالة المرحلتين ملائم على وجه الخصوص عند تعرضنا لتجارب الاستطارة حيث يتم دراسة التفاعل التبادلي بين جسيم من حزمة ساقطة وجسيم آخر في هدف . مرحلة التحضير في هذه الحالة تشمل على أعداد

ووضع الهدف بالإضافة إلى إنتاج حزمة من الجسيمات من معجل ما . أما مرحلة القياس فإنها تشتمل على ملاحظة الجسيمات التي تخرج من الحيز الذي يحدث فيه التفاعل التبادلي . التجارب التي تستخدم فيها حزمة من الأشعة الضوئية تنتمي إلى هذه الفئة . يتم إعداد الفوتونات في المصدر ، الذي يمكن أن يكون نوعاً ما من « المصابيح » بالإضافة إلى نظام من العدسات ، المستقطبات ، المنشورات ، الفتحات الضوئية ، الخ . تتم عملية القياس في حيز ما منفصل انفصالاً فيزيائياً عن المصدر : ومن الممكن أن تتكون معدات القياس من مضاعف ضوئي إلكتروني بمصاحبة أجهزة ضوئية أخرى .

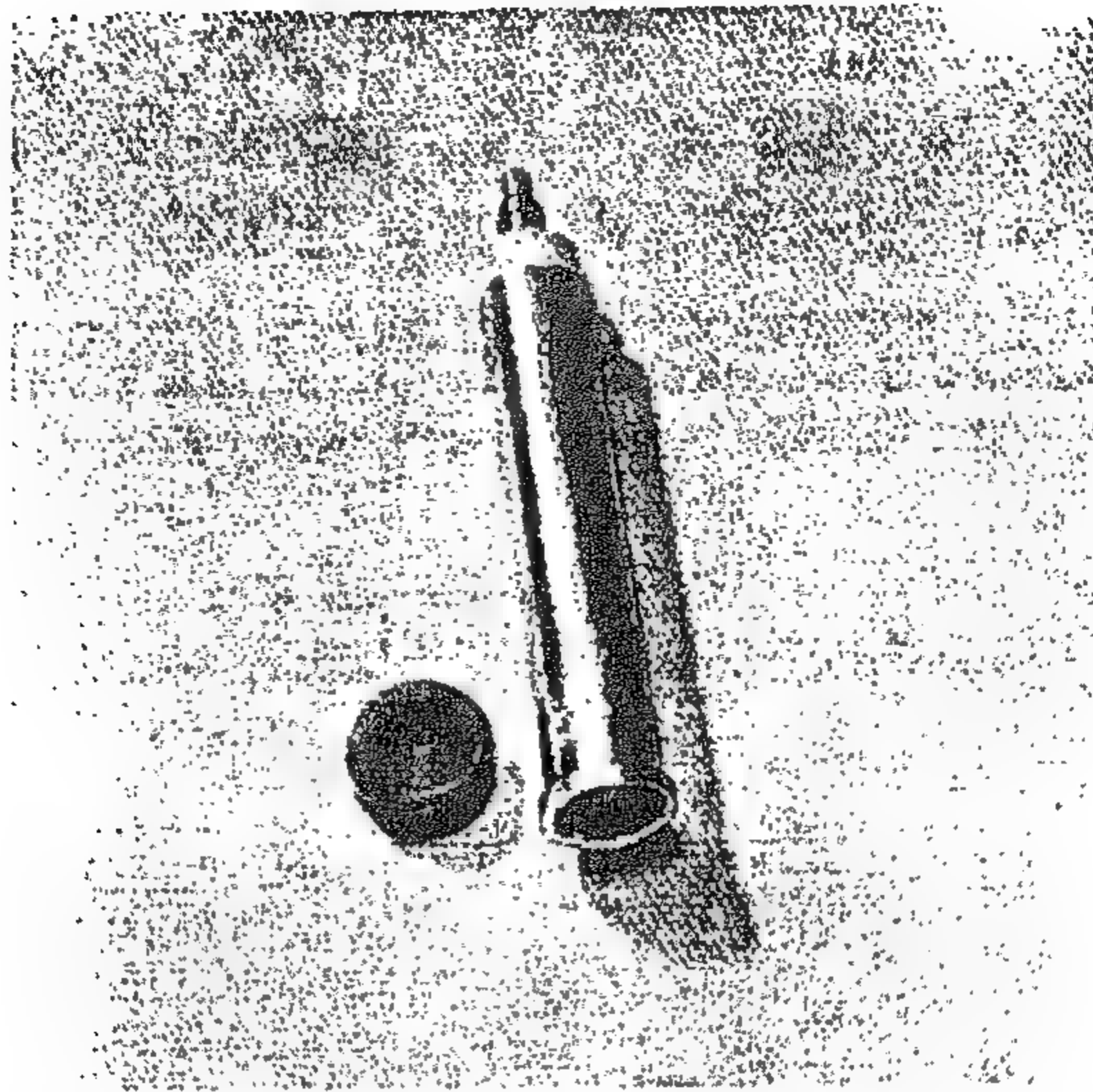
٢٢ - إنها لصفة مميزة للقياسات في الفيزياء المجهرية (microphysics) بأن تكرر القياسات عدداً كبيراً من المرات ، مع تحضير النظام بنفس الطريقة دائماً . وبيانات النتائج تكون نمطياً ذات طبيعة إحصائية : نقول أنه من N فوتونات ساقطة في المتوسط N' منها تم تسجيلها بواسطة مضاعف ضوئي إلكتروني معين . تتعلق التجربة المفردة ، أو القياس المفرد ، بفوتون واحد ، ولكن تقريرنا النهائي يحتوى على متوسطات إحصائية لعدد كبير من التجارب المفردة المتماثلة .

من الواضح الآن أن تجربتين منفردتين تكونان غير متماثلتين من حيث المبدأ لأنهما أجريا عند زمنين مختلفين . بالرغم من ذلك ، فإننا نعتقد أن قوانين الطبيعة لايعتريها التغيير تحت ظروف الإزاحة الزمنية ، وعلى ذلك فإن الوقت الذي يتم عنده إجراء التجربة يصبح غير ذي موضوع . لهذا السبب فإن منسلسلة من التجارب المفردة المعادة يمكن اعتبارها كمجموعة من التجارب المتماثلة ضمن المفهوم بأن تحضير النظام كان متماثلاً في كل تجربة أساسية .

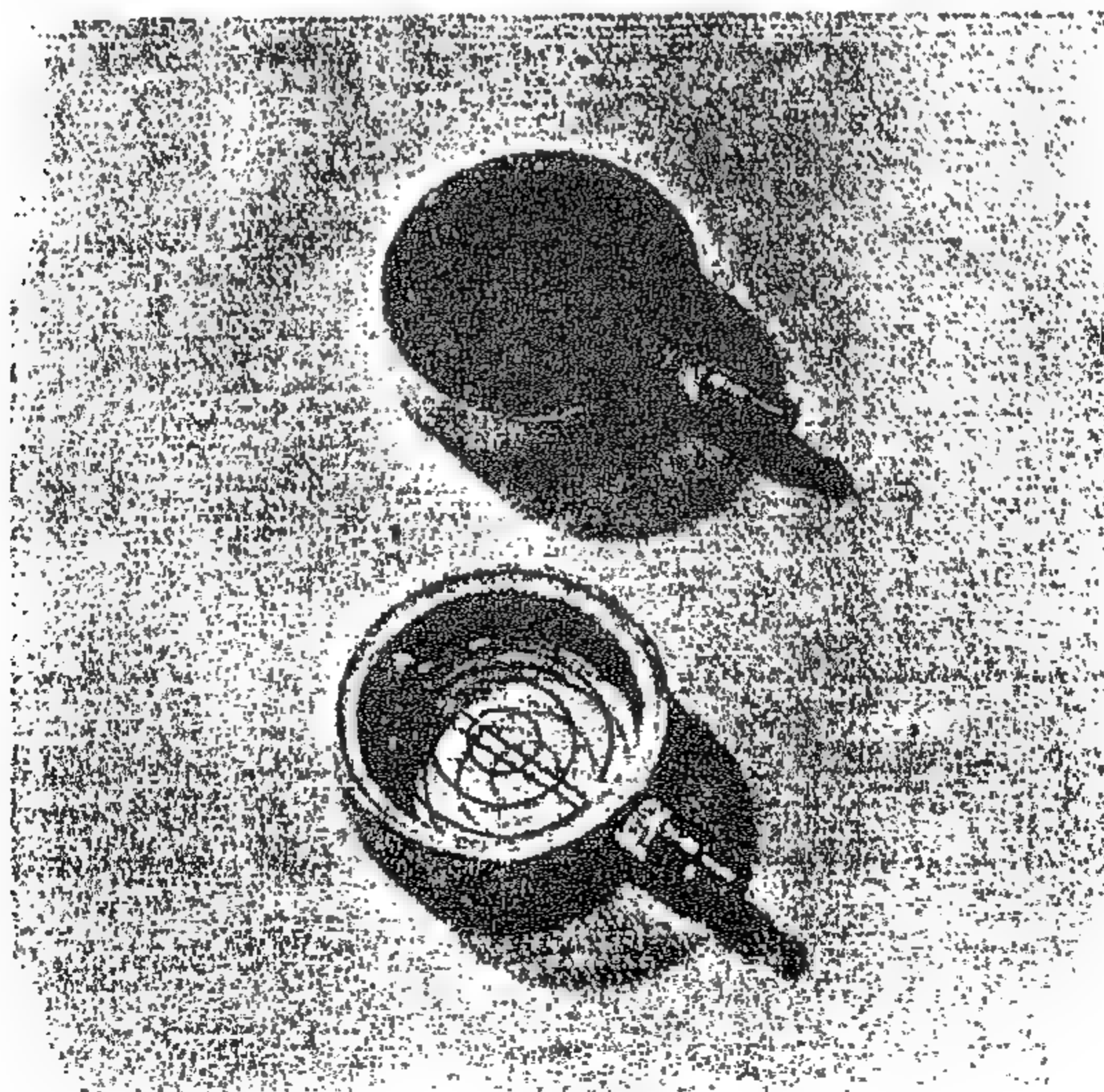
٢٣ - تتكون الحزمة من عدد كبير جداً من الجسيمات ، لكن إذا ما كانت شدة الحزمة بدرجة كافية من الصغر فإن كل استطارة فردية سوف تختص بجسيم واحد فقط من الحزمة . ودائماً مايسود هذا الوضع في تجارب الاستطارة للجسيمات المادية ، بالإضافة إل معظم تجارب حزم الفوتونات . يمكننا القول بأن الحزمة هي حزمة جسيم واحد . وإجراء التجارب باستخدام حزمة هي الطريقة العملية لتكرار تجربة أساسية مفردة (التي تشتمل على جسيم واحد عند ذات الوقت) لعدد كبير من المرات .

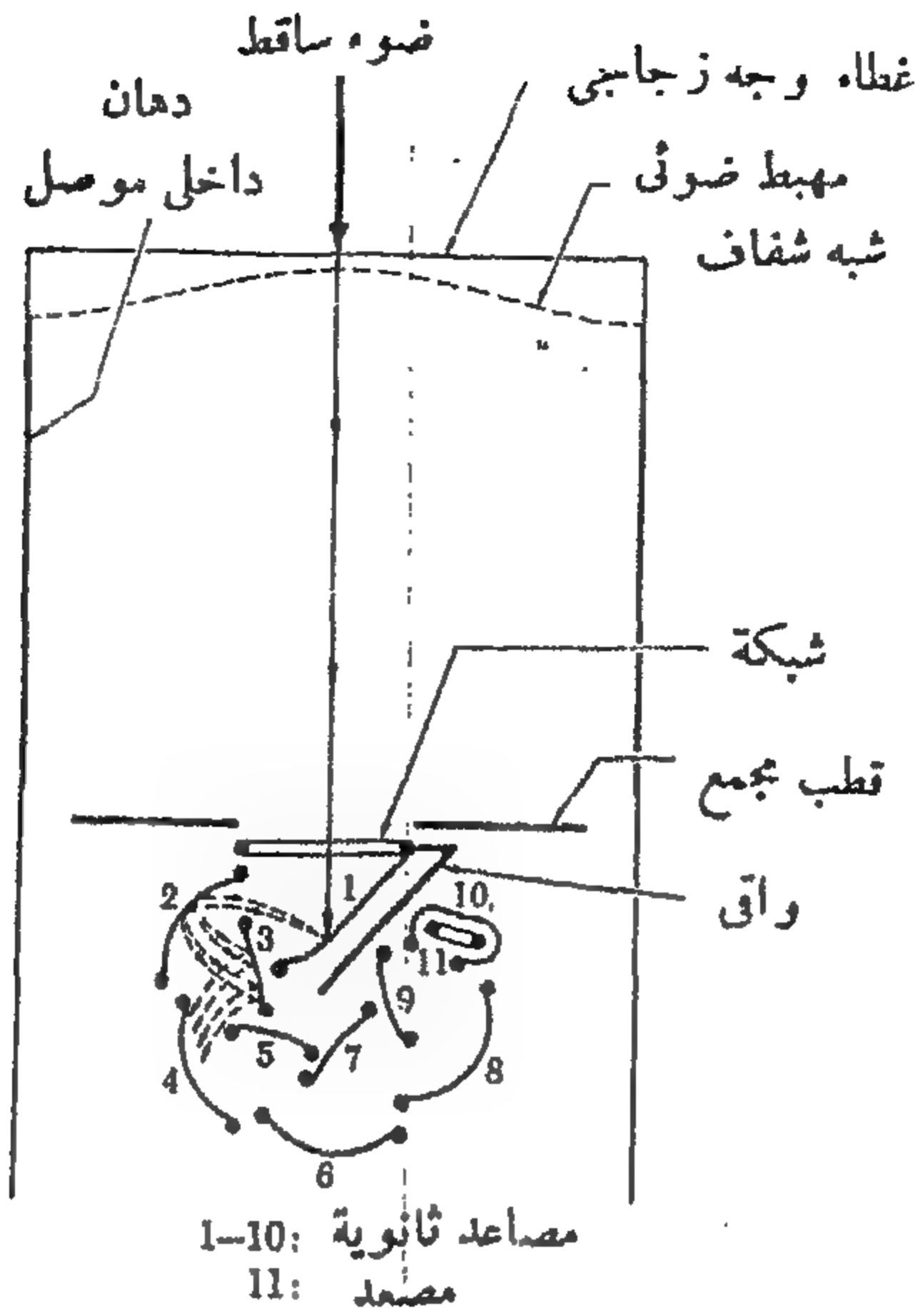
في تجربة من تجارب الاستطارة يمكن أن يكون الهدف عبارة عن شريحة أو صفيحة رقيقة من مادة صلبة ، أو من الممكن أن يكون عبارة عن حاوية مملوءة بغاز أو سائل . إذا كانت شدة الحزمة الساقطة على درجة معقولة من الكبر فإنه من الممكن حدوث اثنين أو أكثر من التفاعلات المتبادلة في الهدف في نفس الوقت . وهذا لايلغى وصفنا للحزمة بأنها حزمة جسيم واحد ، ذلك لأن الحدثين (أو أكثر) المتزامني الحدث في الهدف مستقلين تماماً عن بعضهما البعض . أنهما يمثلان تجربتين مبدئيتين مستقلتين حدث أن تزامنا في الوقت .

من حيث المبدأ فإنه يمكننا إجراء القياس باستخدام حزمة ذات شدة منخفضة جداً ، مثلاً جسيم كل دقيقة ، ويمكننا حينئذ التأكد من أن جسيماً واحداً فقط سوف يتفاعل مع الهدف بأكمله عند وقت ما . بما أنه من السهل تصورنا التفكير في تجارب الحزم بدلالة متتابعة من تجارب جسيم واحد ، فسوف نفترض إذن فيما يلي بأن الحزم التي تعيننا سوف تكون على درجة من الانخفاض في الشدة بحيث تحتوى في المسار على جسيم واحد فقط عند وقت ما . في الممارسة الفعلية لانتعبد تحديد شدة الحزمة ، بل على العكس فإننا نحاول بصفة عامة أن نستخدم أعلى شدة يمكن الحصول عليها .



مثالان لعداد جيجر - مولر متداولان تجارياً . من اعتبارات التصميم الهامة هو الإعداد لدخول الجسيمات إلى المنطقة الفعالة من العداد . تم تجهيز العدادان المبينان بواسطة مداخل من الميكا الرقيقة جداً لهذا الغرض ، العداد العلوي ذاتي الإختعاد ويلتزم عد جسيمات ألفا ، جسيمات بيتا وكم جاما . طول العداد حوالي خمس بوصات ، وقطره حوالي ثلاثة أرباع البوصة . يمكن رؤية مدخل الميكا عند النهاية السفلى . تبلغ كفاءة العد بالنسبة لجسيمات بيتا السريعة جداً حوالي 85 في المائة . العداد السفلي مصمم بحيث يكون له أكبر مدخل ممكن . (القطر حوالي 13/4 in) . الغلاف المعدني هو قطب من القطبين ، أما القطب الآخر فيمكن رؤيته من خلال مدخل الميكا . (الصورة بالإذن من EON Corporation, Brooklyn, N.Y.)





شكل ٢٤ أ : أنبوبة المضاعف الضوئي الإلكتروني تستخدم بكثرة كمكشاف للفوتونات . ويبين الشكل تخطيطياً مثل هذه الأنبوبة . تدخل الفوتونات من خلال غطاء الوجه الزجاجي للأنبوبة وتطلق الكترونات ضوئية من غشاء معدني قلوي رقيق جداً في الجانب الداخلي من غطاء الوجه . تعجل الإلكترونات وتجمع على أول مصعد ثانوي (يميز بالعدد 1 في الشكل) . كل الإلكترون يضرب المصعد الثانوي الأول ينتج عدداً من الإلكترونات الثانوية ، والتي تعجل وتجمع على المصعد الثانوي الثاني حيث ينتج عنها الكترونات ثانوية أكثر . تلك الإلكترونات بالتالي تعجل وتجمع على المصعد الثانوي التالي ، وهكذا . لكل فوتون مكتشف يصل سيل من الإلكترونات إلى المصعد الذي يرتبط بمكبر خارجي . الجهاز إذن في الخلاصة عبارة عن خلية كهروضوئية مع مكبر بداخل نفس الغلاف الزجاجي . تكبير تيارى في رتبة العظم 10^8 يمكن التوصل إليه بسهولة .

٢٤ - لتوضيح أفكارنا ، دعنا نأخذ في الاعتبار تجربة تستخدم فيها حزمة من الأشعة الضوئية . سوف نحلل التجربة المفردة ، أي ، تسلسل الأحداث التي تحدث عند وصول فوتون من المصدر . ولنفترض أن نظام الكشف عبارة عن جهاز ضوئي مجهز بعدادات للفوتونات (مثلاً مضاعف ضوئي إلكتروني) . بعد وصول الفوتون نجد أن بعض العدادات قد « أعطت نبضات » على حين أن البعض الآخر لم يعط شيئاً : ونسجل في سجل التجربة العدادات التي تم تسجيل شيء فيها . نتخيل أن كل العدادات أعيدت إلى حالتها الأصلية قبل وصول الفوتون التالي . عند وصول الفوتون التالي سوف تسجل بعد العدادات ، وليس من الضروري أن تكون نفس العدادات التي سجلت في القياس السابق . مرة أخرى نسجل الوقائع ، ونعيد تصفير العدادات ثم ننتظر الفوتون

التالى . نستمّر بهذه الطريقة حتى نكون قد كررنا التجربة المبدئية عدداً كبيراً جداً من المرات ، وليكن مثلاً حتى وصول N من الفوتونات من المصدر .

عل ذلك فإن قياساً واحداً على النظام يشتمل على ملاحظة كل العدادات ، والنتائج الأساسية المسجلة هي تسجيل عداد معين من عدده . بعد سلسلة من N من القياسات المفردة يمكن القول بأن :

(أ) العداد رقم 1 سجل فى المتوسط عدد P_1 من المرات لكل فوتون ساقط . يعرف هذا المتوسط عملياً بالعلاقة

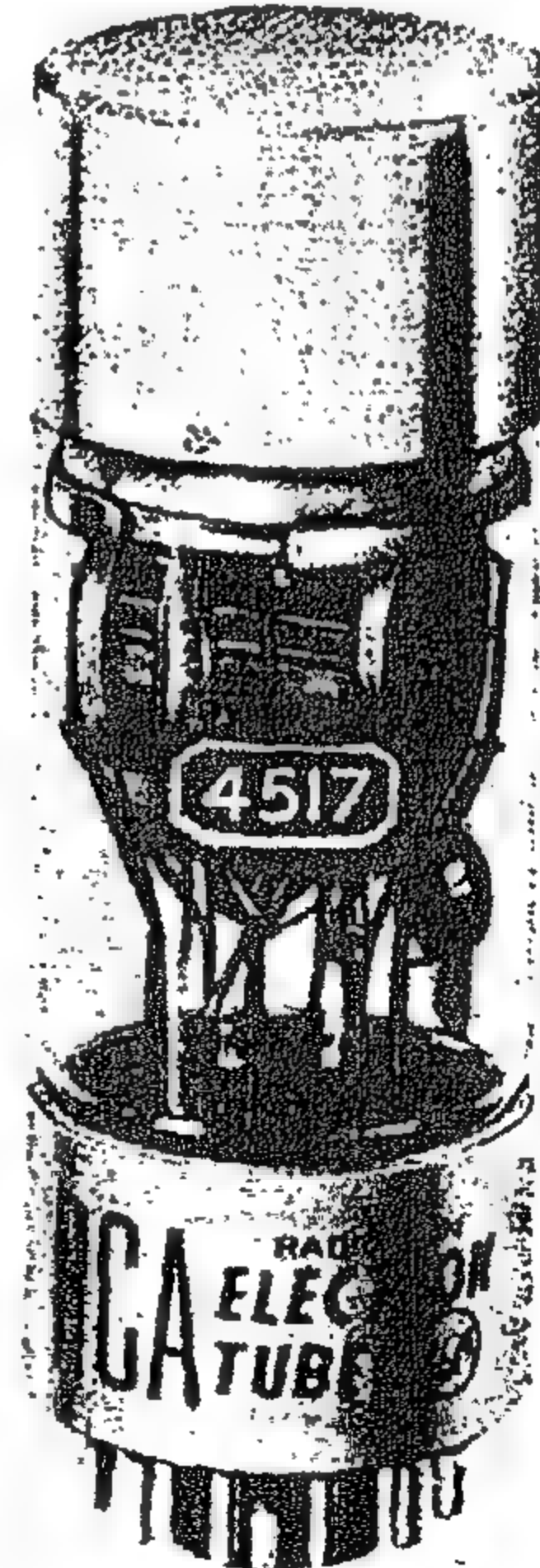
$$p_1 = \frac{N_1}{N} \quad (٢٤ أ)$$

حيث N_1 هو عدد المرات التى سجل فيها العداد رقم 1 فى سلسلة عددها N من التجارب المفردة .

(ب) الواقعة بأن كلا العدادين 1 و 2 قد سجلا فى تجربة مفردة حدثت فى المتوسط عدد p_{12} من المرات لكل فوتون ساقط . هذا المتوسط يعرف عملياً بالعلاقة

$$p_{12} = \frac{N_{12}}{N} \quad (٢٤ ب)$$

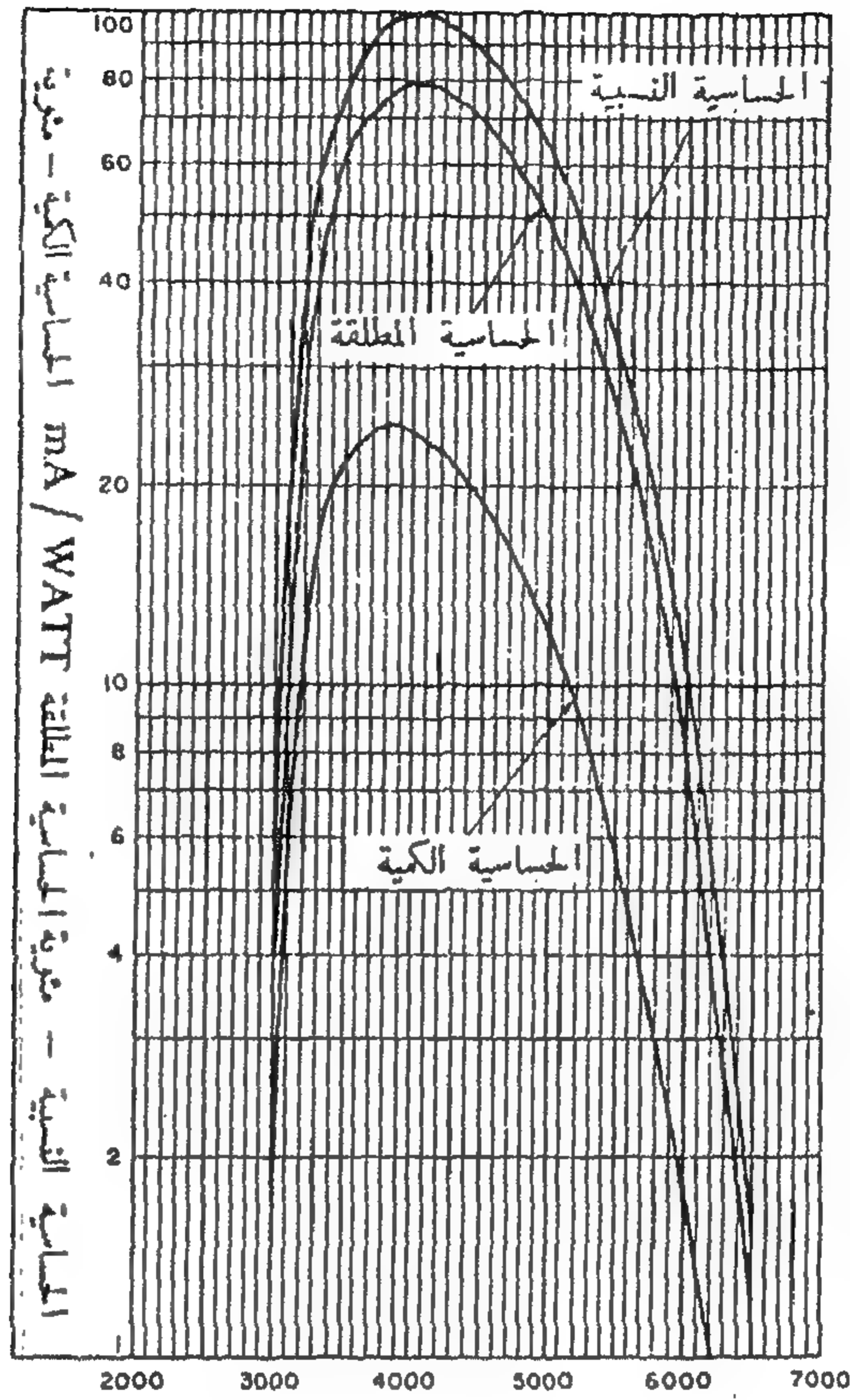
حيث N_{12} هو عدد التجارب الأساسية فى السلسلة والتي سجل فيها كلا العدادين 1 و 2 .



بوصة

شكل ٢٤ (ب) : مثال لمضاعف ضوئى الكترونى متداول تجارياً . ترتيب المضاعف الثانوى ، والتي يمكن رؤيتها فى وسط الأنبوبة ، يكون تقريباً كما هو مبين تخطيطياً فى شكل ٢٤ أ . المهبط الحساس للضوء على الجانب الداخلى للنهاية الأمامية للأنبوبة . هذا النوع المعين من الأنابيب مخصص للاستعمال مع العدادات الوميضة ويتميز هذا النوع بكفاءة كمية عالية جداً (أنظر إلى شكل ٢٤ ج) . (الصورة بإذن من

(Radio Corporation of America, Harrison, N.J.)



الطول الموجي - أنجستروم

شكل ٢٤ ج : منحنيات توضح حساسية الكشف لصمام المضاعف الفوتوني الإلكتروني التي في الشكل ٢٤ ب . لاحظ المنحنى المسمى « حساسية كمية » . يمثل هذا المنحنى احتمال الكشف عن فوتون ، كدالة للطول الموجي . الاحتمال الأعظم حوالي ٢٥٪ ، وهي كفاءة عالية جداً بالنسبة لصمام مضاعف ضوئي إلكتروني . المنحنى مأخوذ من كتيب المنتج والذي يصف فيه الصمام . (الرسوم بالإذن من Rodi Corporation of America, Harrison, N.J.)

(س) العدد رقم 1 سجل في المتوسط عدد $p(1;2)$ من المرات لكل تسجيل من العدد رقم 2 . هذا العدد يعرف بالعلاقة

$$p(1;2) = \frac{N_{12}}{N_2} \quad (٢٤ ج)$$

حيث N_2 هو عدد المرات التي سجل فيها العدد رقم 2 ، و N_{12} هو عدد المرات التي سجل فيها كلا العددين 1 و 2 .

٢٥ - إذا ما قدمنا نتائجنا بالصورة السابقة فإنه مجرد إعلان مباشر لمسا شاهدناه : الأرقام بعاليه تمثل نتائجنا الأولية . ومع ذلك يمكننا استخراج وإعلان نتائج القياسات كالتالى :

(أ) احتمال تسجيل العداد رقم 1 تحت تنظيأتنا العملية هو P_1 .

(ب) احتمال أن كلا العدادين 1 و 2 قد سجللا (فى تجربة واحدة) هو P_{12} .

(ج) احتمال تسجيل العداد رقم 1 بشرط أن يكون العداد رقم 2 قد سجل هو $P(1; 2)$.

إذا ما أعلننا نتائجنا بهذه الصورة فإننا من الواضح نقدم افتراضاً ، وهذا الافتراض هو أنه لو حدث واستمر إجراء التجربة عددا غير محدود من المرات ، فإن الأعداد N_1/N ، N_{12}/N و N_{12}/N_2 سوف تؤول إلى نهايات محدودة . تلك النهايات المفترضة هى ما نحاول تعيينه : ترمز لتلك النهايات بالاحتمالات p_1 ، p_{12} و $p(1; 2)$ على التوالى . وبما أنه من الضروري أن تكون N محدودة فى أى سلسلة فعلية من التجارب ، فإن الافتراض بأن النهايات موجودة ويمكن تعيينها إلى أى دقة مرغوب فيها وأيضاً بأى درجة ثقة نريدها ، يكون إذن من التوقعات الجيدة بشرط اختيار N لتكون كبيرة بدرجة كافية . أدت طبيعة هذا التوقع إلى الكثير من التأملات الفلسفية . يجب أن ننظر إلى امتلاك الطبيعة لمثل هذا النوع من التنظيم على أنه حقيقة تجريبية .

النتائج الخاصة بسلسلة N من التجارب المفردة يمكن إذن إعلانها بدلالة احتمالات ، ومنها الأرقام p_1 ، p_{12} و $p(1; 2)$ أمثلة خاصة . الرقم p_1 هو احتمال بسيط لواقعة تسجيل العداد رقم 1 ، والرقم p_{12} هو احتمال الحدوث المتزامن لواقعتين ، والرقم $p(1; 2)$ هو احتمال مشروط لحدوث واقعة بشرط أن واقعة أخرى قد حدثت بالفعل . ومن الممكن أن نأخذ فى الاعتبار احتمالات أخرى كثيرة من نفس النوع ، مثلاً احتمال أن يكون العداد رقم 1 قد سجل بشرط أن يكون العدادان رقمى 2 ، 3 دون العدادات الأخرى ، قد سجللا بالفعل ، الخ .

٢٦ - من الممكن أن نصف قياساتنا على أنها متتالية من التجارب المجرأة على عدد كبير من الفوتونات المعدة بنفس الطريقة فى المصدر . لكن دعنا نفكر قليلاً فيما يعنيه تحضير مجموعة من الفوتونات « بنفس الطريقة » . افترض وجود مصباحين مستقلين داخل المصدر ، مثلاً مصباح صوديوم ينبعث منه فوتونات صفراء ، ومصباح زئبق ينبعث منه فوتونات زرقاء . وهكذا فإنه من الممكن أن يكون الفوتون فى تجربة مفردة معينة ، أما أصفر أو أزرق ، واللون هو أحد المتغيرات التى تميز الفوتون والتى من المحتمل أن نعلمها فى التجربة . يمكن إذن أن نعلن بأن احتمال أن يكون الفوتون فى تجربة معينة أزرق هو p_1 ، وبأن احتمال أن يكون أصفر هو p_2 . نفترض إبقاء شدى المصباحين ثابتتين وعلى ذلك فإن هذه الاحتمالات تكون قابلة لتكرار نفس قيمها ، بمعنى أنه لو أجرينا عدداً كبيراً من التجارب المتكررة فإننا نحصل دائماً على نفس الاحتمالات p_1 و p_2 فى كل تجربة .

هل نحن مستعدون ، تحت هذه الظروف ، أن نقول أن الفوتونات كلها محضرة « بنفس الطريقة » فى المصدر ؟ ليس من الواضح مباشرة ما إذا كانت هذه الطريقة مناسبة للتعبير أم لا . ومن الممكن الجدل بأن

نظامنا المستعمل ، على هيئة مصباحين ، يدخل عنصراً من عناصر الصدفة إلى عملية التحضير والذي يمكن تلاميذه بسهولة إذا ما أجرينا مشاهداتنا في الوقت الذي يعمل عنده مصباح واحد فقط . ربما يجب ألا نقول أن الفوتونات قد تم تحضيرها كلها بنفس الطريقة إلا إذا ما تأكدنا بأن الفوتونات متماثلة في ناسية ما إلى أقصى درجة ممكنة ؟

الصعوبة في هذا الموقف هي إذن وجوب اتخاذنا للقرار عما إذا كانت الجسيمات « متماثلة التحضير إلى أعلى درجة ممكنة » أم لا ، وذلك بالنسبة لكل نوع من التجارب . من الواضح أن هذه ليست بالمشكلة البسيطة . بالإضافة إلى ذلك ، فإن تجربة المصباحين يعتد بها بنفس درجة الاعتداد بتجربة المصباح الواحد بمعنى أن الاحتمالات P_1 و P_2 ، بالإضافة إلى أية احتمالات أخرى تبين رد فعل العدادات ، هي احتمالات ثابتة ويمكن تكرار نفس قيمها . هذا بالطبع هو الشيء الجوهرى لأى تجربة يعين بها معدل عد واحتمالات وإذا لم يكن المصدر مستقراً بمعنى الكلمة فإن المناقشة في البند ٢٥ تصبح ليست ذات موضوع أو معنى .

على ذلك فإنه من الملائم اعتبار الفوتونات وكأنها كلها محضرة بنفس الطريقة إذا ما أمكن إبقاء المصدر مستقراً بالصورة التى تجعل كل الاحتمالات المتصلة بالموضوع ثابتة وتكرر نفس قيمها . هذا هو موقفنا الذى سنتخذه فيما يلى .

٢٧ - بمفهوم معين تكون تجربة المصباحين أكثر واقعية بالمقارنة بتجربة المصباح الواحد . من الوجهة المثالية من الممكن أن نفضل إجراء التجربة بالمصباح الأصفر فقط في حالة تشغيل ، ولكن في المعمل سوف ترى الطبيعة بأن يكون المصباح الأزرق أيضاً في حالة تشغيل (ولو أن شدته من الممكن أن تكون ضعيفة جداً) . دعنا نأخذ في الاعتبار مثالين لتوضيح ما يشغل تفكيرنا في هذا السياق

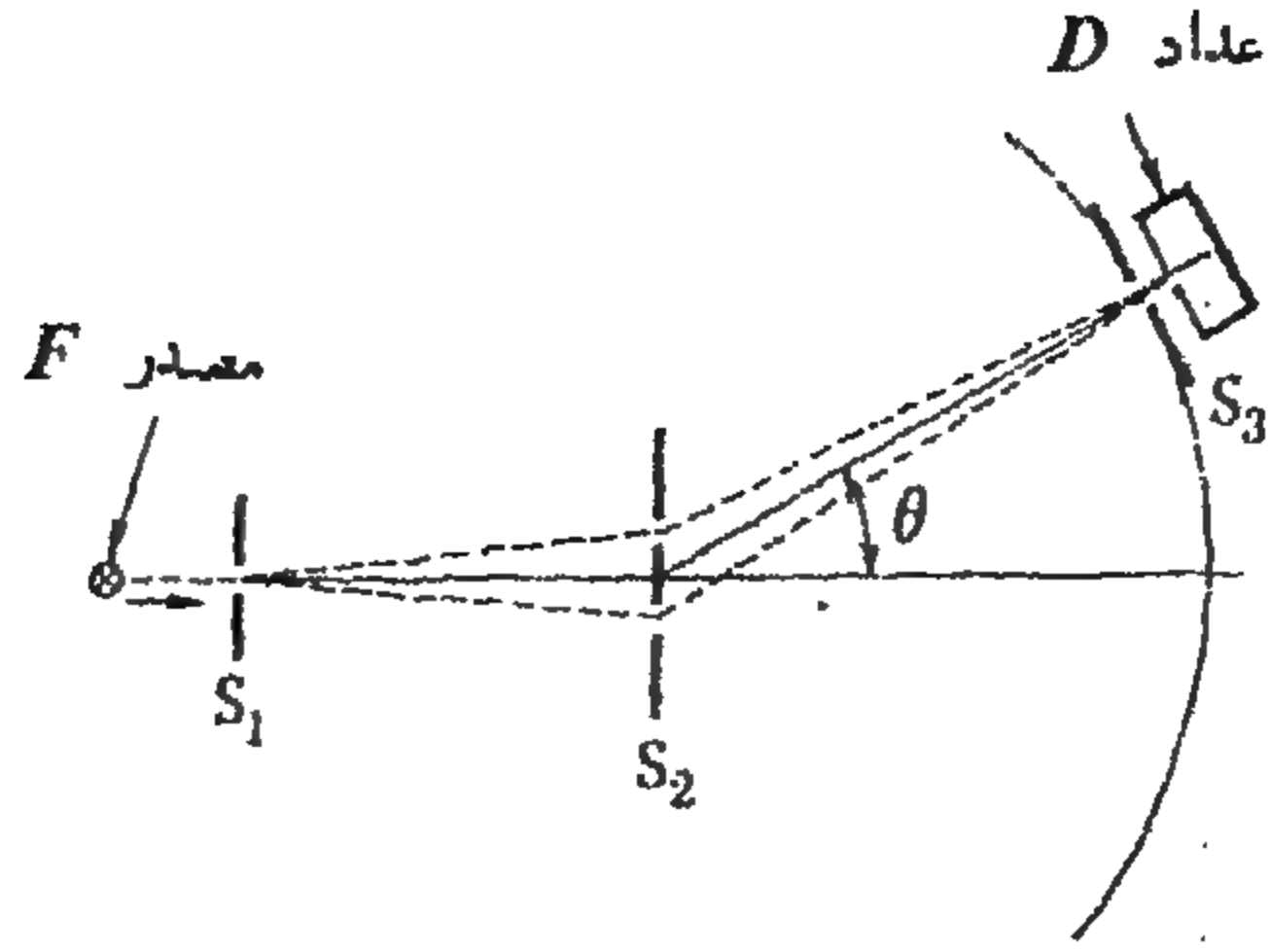
يمثل شكل ٢٧ أ تجربة حيود الكتروني شبه واقعية ، الهدف منها ملاحظة التشكيل الحيوى الناتج عن الفتحين المستطيلتين (Slits) في الحائل S_2 . تنبعث الألكترونات بواسطة الفتيل F ، ويتم تسجيلها في اتجاه الحائل S_1 ، الذى توجد به فتحة مستطيلة . دع الألكترونات تخرج من خلال الفتحة بكمية تحرك p . نلاحظ التشكيل الحيوى الناتج عن الفتحين بواسطة العداد D ، والموضوع على مسافة كبيرة جداً من مركز الحائل الثانى S_2 . هذا العداد يمكن تحريكه على القوس الدائرى المبين بالشكل . للسهولة نفترض بأن المسافة بين العداد والفتحتين كبيرة إلى الدرجة التى يمكننا من اعتبار الأشعة التى تصل بين فتحة الدخول للعداد والفتحتين اللتين بالحائل S_2 بأنها أشعة متوازية . (هذا لا يمكن توضيحه بالشكل ، ذلك لأنه إذا مارسنا هذا الشكل بصورة واقعية فيصبح من الصعوبة بمكان تمييز الفتحين في الحائل S_2 . بالرغم من ذلك ، فإن جوهر مناقشتنا سوف لا يتأثر إذا ما كانت الأشعة متوازية أم لا) .

دع الفاصل بين الفتحين في S_2 يكون $2a$. يمكننا إذن كتابة التوزيع الزاوى $I(\theta, p)$ للاشعاعات المسجلة بواسطة العداد D ، كما توصلنا إليه في البند ٤٠ من الفصل الرابع ، كالتالى

$$I(\theta, p) = 4I_0(\theta) \cos^2(ap \sin \theta) \quad (٢٧ أ)$$

حيث $I_0(\theta)$ تمثل التوزيع الزاوى الذى نلاحظه إذا ما كان الحيود ناشئاً عن فتحة واحدة + .

(+) نستخدم نظاماً للوحدات بحيث $\hbar = c = 1$.



شكل ٢٧ أ : لتوضيح مناقشاتنا في البنود ٢٧ - ٣٠ ، عن تجربة الفتحة الثنائية في الحيود الإلكتروني . معدل العد يلاحظ كدالة للزاوية θ عند تحريك العداد وفتحة الدخول S_2 على القوس الدائري . إذا كان الفاصل بين الفتحتين في S_2 كبيراً بالمقارنة بالطول الموجي ، إذا كان المصدر ينتج إلكترونات أحادية الطاقة ، فإن معدل العد يصبح دالة سريعة التغير إلى درجة كبيرة للزاوية θ . لا يصبح النمط الحيودي مرئياً إلا إذا كان التحليل الزاوي ، والذي يحدده نظام العداد والفتحة ، جيداً جداً . إذا كانت الإلكترونات غير أحادية الطاقة ، كما يكون الحال إذا ما كان المصدر عبارة عن فتيل بسيط ، فسوف تقع أنمطة التداخل فوق بعضها البعض ومن الممكن أن تشوش النهايات العظمى للحيود إلى الدرجة التي لا يمكن رؤيتها فيها .

٢٨ - لقد كتبنا الشدة على هيئة $I(\theta, p)$ للتأكيد على أن التوزيع الزاوي دالة لكمية التحرك p . نفترض أن عرضي الفتحتين في S_2 متساويان ، وأن العرض صغير جداً بالمقارنة بالطول الموجي للإلكترونات الساقطة . على مدى كميات التحرك p التي تعيننا تصبح الشدة $I_0(\theta)$ غير معتمدة على كمية التحرك p . من جهة أخرى ، سوف نفترض بأن الفاصل بين الفتحتين $2a$ كبير جداً بمقارنته بالطول الموجي . للتحديد ، دعنا نفترض بأنه بالنسبة لم توسط كمية التحرك p_0 للزمرة ، يكون لدينا $ap_0 = \pi \times 10^5$. بالنسبة المتوسط كمية التحرك هذا نحصل إذن على التوزيع الزاوي

$$I(\theta, p_0) = 4I_0(\theta) \cos^2 [(\pi \times 10^5) \sin \theta] \\ = 2I_0(\theta) \{1 + \cos [(2\pi \times 10^5) \sin \theta]\} \quad (٢٨ أ)$$

إذا ما اعتبرنا علاقة الشدة هذه نجد أنها دالة سريعة التغير إلى درجة كبيرة بالنسبة للزاوية θ . الفارق δ بين نهايتين عظيمتين متتاليتين يعطى على وجه التقريب بالعلاقة $\delta \approx 10^{-5} / \cos \theta$.

إذن ، إذا ما أردنا رؤية النمط الحيودي بوضوح فإنه من الضروري أن تكون أجهزة القياس التي نستعملها ذات قوة تحليل زاوي جيدة جداً . الزوايه التي تقابل فتحة مدخل المكشاف D عند النظر إليه من مركز S_2 يجب أن تكون أقل بكثير من δ ، بمعنى أنها يجب أن تكون أقل بكثير من 10^{-5} دعنا نفترض بأن هذه هي الحالة . فإذا لم تكن الحالة كذلك ، بمعنى أنه إذا ما كانت قوة التحليل الزاوي أضعف بكثير

من 10^{-3} ، فإن الحد الثاني على يمين العلاقة (٢٨ أ) سيصبح فعلياً مساوياً للصفر في المتوسط وسوف نلاحظ شدة مساوية لضعف الشدة الناشئة عن فتحة واحدة .

٢٩ - نفترض الآن بأن قوة التحليل الزاوى للكشاف جيدة جداً ، بحيث يمكننا رؤية نمط الفتحتين بوضوح بالنسبة للإلكترونات لها جميعها كمية التحرك p_0 ولكن ، مثل هذه الحزمة ليست واقعية . فالإلكترونات لا تقبض كلها بنفس الطاقة من الفتيل F ، ونتيجة لذلك فإنها لن تخرج بنفس كمية التحرك من الفتحة θ ، السبب في ذلك هو الحركة الحرارية للإلكترونات في الفتيل . وكما ذكرنا من قبل فإن الحركة الحرارية العشوائية هي « لفظ (noise) في سيفونية ميكانيكا الكم النقية » ، وسوف نرى الآن كيف يمكن أن يعوقنا اللفظ عن سماع الموسيقى .

في تجربة واقعية ستظهر كمية التحرك p للإلكترونات الخارجة انتشاراً محدداً ، وللسهولة ، دعنا نفترض أن كل كمية تحرك في المدى $(p_0 - q, p_0 + q)$ لها نفس الاحتمال . يصف المقدار q الانتشار في كمية التحرك ، وللتحديد سوف نفترض أن $q = 10^{-2} p_0$ كمية التحرك تحدد إلى واحد في المائة .

إذا ما لاحظنا الآن النمط الحيوى يمثل هذه الحزمة . فن الواضح أننا سوف لا نلاحظ التوزيع $I(\theta, p)$ ولكن بالأحرى متوسطاً لـ $I(\theta, p)$ على مدى كميات التحرك في الحزمة . دعنا نرمز إلى هذا المتوسط بـ $\bar{I}(\theta)$. ويعطى بالعلاقة

$$\bar{I}(\theta) = \left(\frac{1}{2q} \right) \int_{p_0-q}^{p_0+q} dp I(\theta, p) = 2I_0(\theta) \left(1 + \frac{\cos(2ap_0 \sin \theta) \sin(2aq \sin \theta)}{2aq \sin \theta} \right) \quad (٢٩ أ)$$

لاحظ بأنه إذا ما جعلنا q تقرب من الصفر في العلاقة (٢٩ أ) فسوف نحصل على العلاقة (٢٨ أ) . تبعاً لافتراضاتنا المحدد بأن $ap_0 = \pi \times 10^3$ ، وأن $q = 10^{-2} p_0$ ، فإننا نستخلص من (٢٩ أ) أن

$$\left| \bar{I}(\theta) - 2I_0(\theta) \right| \leq 2I_0(\theta) \left| \frac{\sin[(2\pi \times 10^3) \sin \theta]}{(2\pi \times 10^3) \sin \theta} \right| \quad (٢٩ ب)$$

في الاتجاه الأمامى المطلق ، بمعنى $\theta = 0$ ، نلاحظ من (٢٩ أ) بأن $I(\theta) = 4I_0(\theta)$ في هذا الاتجاه الخاص يكون لدينا دائماً تداخل بناء ، مهما كانت كمية التحرك p . لكن ، لنفترض أننا نقوم بالملاحظة خارج الاتجاه الأمامى المطلق . مثلاً لزاويا θ محققة للشرط

$$|\sin \theta| > (2\pi)^{-1} \times 10^{-1} \cong 0.016$$

إذن تدلنا المتباينة (٢٩ ب) بأن

$$|\bar{I}(\theta) - 2I_0(\theta)| < 10^{-2} \times 2I_0(\theta) \quad (٢٩ ج)$$

يصبح إذن النمط الثنائي الفتحة لهذه الزوايا صعب الرؤية ، ذلك لأن التوزيع الشدى يوافق ، إلى واحد في المائة ، النمط الأحادى الفتحة .

٣٠ - بالنسبة لنظرية كرة بلياردو كلاسيكية ، والتي ناقشناها بالنسبة للفوتونات في البند ١١ ، من الفصل الرابع ، تتنبأ بشدة $I^*(\theta)$ بالنسبة لتجربة ثنائية الفتحة ، تعطى بـ

$$I^*(\theta) = 2I_0(\theta) \quad (١٣٠)$$

في هذا النموذج لا يكون هناك تداخل ، وكما ذكرنا من قبل فإن هذا هو التنبؤ الخاطئ ؛ إنه لا يتوافق مع التجارب . ومع ذلك إذا ما قارنا هذا التنبؤ بذلك المستوى في المتباينة (٢٩ ب) نلاحظ بأن التنبؤ (١٣٠ أ) من الممكن أن يبدو صحيحاً في بعض الأحيان . إذا ما تلاشت تأثيرات التداخل الميكانيكية الكمية لسبب ما ، فإننا سوف ننهي إلى المشاهدات المتنبأ بها كلاسيكياً .

مناقشتنا هي مثال مشوق جداً لأحد مظاهر « المرور إلى النهاية الكلاسيكية » نفترض أن طاقة الإلكترونات في التجربة المشار إليها هي 10 eV . الفاصل بين الفتحتين $2a$ إذن حوالي 0.04 mm ، والذي يمكن اعتباره مقدار عياني . بالرغم من ذلك فإن تأثيرات التداخل الميكانيكية الكمية متواجدة بالتأكيد ، ولكن لكي نشاهد تلك التأثيرات يجب أن نجري تجربتنا بتحكم شديد جداً في مصدر الإلكترونات بحيث نبقى المدى q في كمية التحرك صغير جداً . إذا لم تكن هذه هي الحالة . فسوف تختفي موسيقى ميكانيكا الكم في اللغط .

٣١ - كثال آخر لاختفاء تأثيرات التداخل ، نأخذ في الاعتبار مشاهدة أهداب التداخل بواسطة مقياس ميكلسون للتداخل (Michelson interferometer) المبين تخطيطياً في الشكل ٣١ أ « ينقسم » الضوء المنبعث من مصباح صوديوم بواسطة مرآة نصف مفضضة ، وجوهر التجربة هو ملاحظة التداخل بين الحزمتين العائدتين من المرآتين 1 و 2 لقد رسمنا « ذراعي » مقياس التداخل ليكونا غير متساويين في الطول ، L_1 و L_2 الفارق في المسار بين الحزمتين يكون إذن $d = 2(L_2 - L_1)$ يبرز التساؤل : هل من الممكن مشاهدة أهداب التداخل عندما تكون d اختيارية الكبر ؟

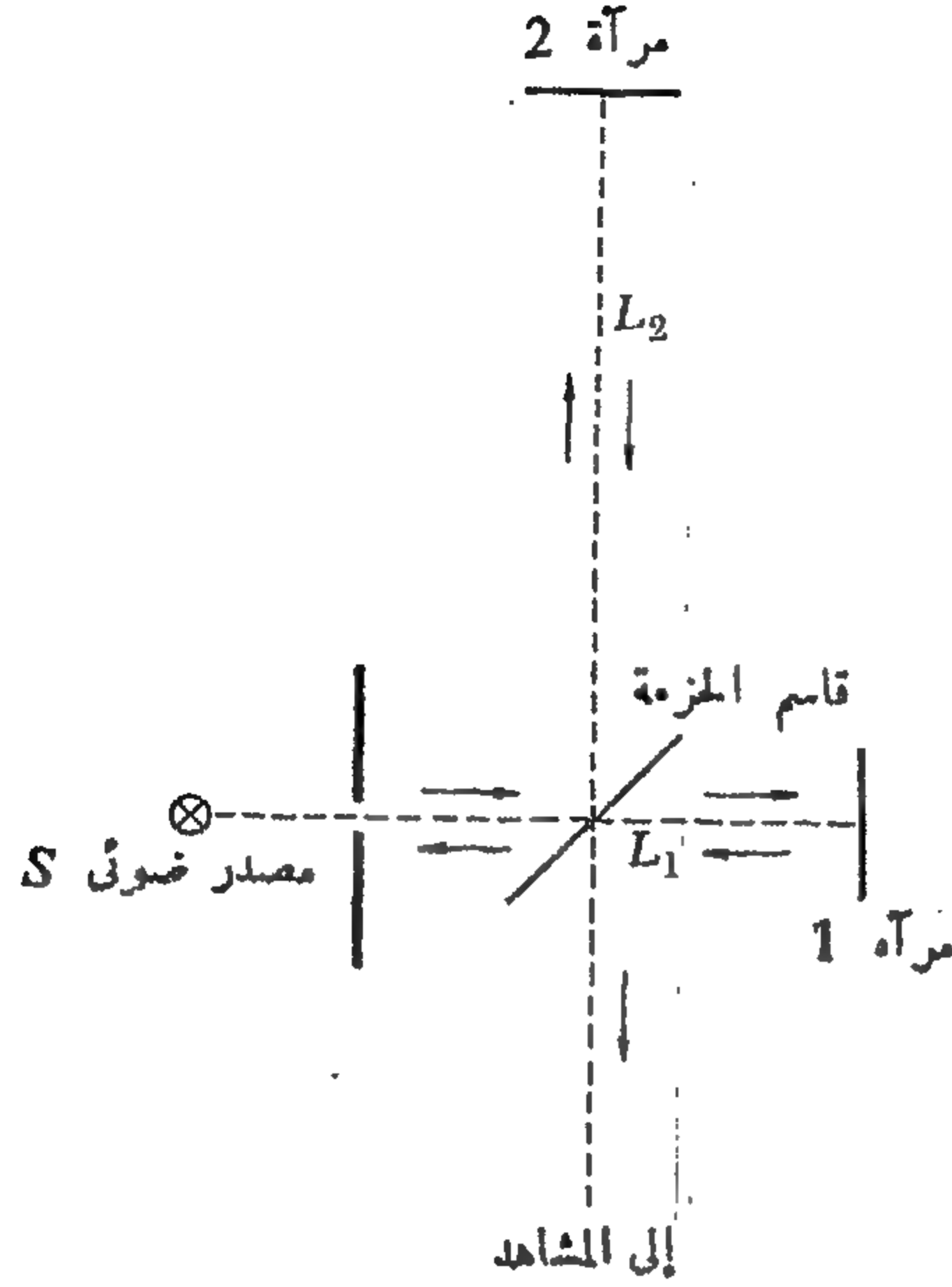
الإجابة هي : نعم من جهة المبدأ ، ولكن لا من الوجهة العملية . الدقة التي يحدد بها الطول الموجي للضوء تضع حداً لفارق المسار d الذي يمكن مشاهدة أهداب عنده ، وعملياً فإنه لا يمكن على الإطلاق تحديد الطول الموجي بدقة كاملة .

لنأخذ في الاعتبار فوتون من المصدر بتردد ω جزء من الفوتون المرتد من المرآة 2 سوف يكون متأخراً في الطول بالنسبة للجزء المرتد من المرآة 1 بمقدار $\delta(\omega)$ يعطى بالعلاقة :

$$\delta(\omega) = \omega d = 2\pi \left(\frac{d}{\lambda} \right) \quad (١٣١)$$

حيث λ هو الطول الموجي . نأخذ في الاعتبار بعد ذلك ترددين مختلفين ω' و ω'' الفرق بين التأخيرين في الطول هذين الترددين يعطى إذن بالعلاقة

$$\delta(\omega') - \delta(\omega'') = (\omega' - \omega'') d \quad (٢١ ب)$$



شكل ٣١ أ صورة تخطيطية لمقياس التداخل ميكلسون (Michelson) بذراعين غير متساويين في الطول . (الطول ، بمعنى ، المسافتان من المرايا إلى قاسم الحزمة ، هما L_1 و L_2 ، كما هو مبين بمالية) . فارق المسار الأعظم $2(L_2 - L_1)$ الذي يمكن رؤية تداخل له يعتمد على عرض الخط الطيفي للمصدر الضوئي الأحادي اللون تقريباً .

إذا كان هذا الفارق صغيراً جداً عددياً ، بمعنى $|\delta(\omega') - \delta(\omega'')| \ll \pi$ فسوف تبدو إذن أهداب التداخل للتردد متماثلة . إلى درجة جيدة من الدقة . من جهة أخرى ، إذا كان هذا الفارق مساوياً π بمعنى أن $|\delta(\omega') - \delta(\omega'')| = \pi$ فإن التداخل البناء بالنسبة للتردد ω' سوف يقابل التداخل الهدام بالنسبة للتردد ω'' ، والعكس صحيح . يكون نظامي الأهداب بالنسبة للترددتين متممين لبعضهما البعض ، وإذا ما تراكما على بعضهما البعض بشدتين متساويتين فسوف لا نلاحظ أية أهداب ، هذا يقودنا إلى قاعدة بسيطة لرؤية الأهداب : يجب أن يكون انتشار التردد $\Delta\omega$ في المصدر بحيث

$$d \Delta\omega \leq \pi \quad (٣١ ج)$$

إذا ما كانت الأهداب لتصبح سهلة الملاحظة . لمصدر معين ، بمعنى ، أنه بالنسبة له $\Delta\omega$ معينة . تعطينا القاعدة (٣١ ج) الحد الأعلى المرغوب على d .

٣٢ -- بالنسبة لمصدر ضوئي أحادي اللون تقريباً (تردد ω) ، فإن المقدار $\Delta\omega$ هو العرض الخطي للضوء المنبعث . وكما شرحنا في الفصل الثالث ، فإن عدة مؤثرات فيزيائية تساهم في العرض الخطي ؛ إحداها هو تأثير دوبلر (Doppler effect) نتيجة لحركة الذرات في المصدر . المصدر عبارة

عن تجميع « مصابيح » متماثلة ، لكن الترددات المنبعثة من هذه المصابيح سوف لا تكون جميعها متماثلة في الهيكل المختبرى . ذلك لأن المصابيح تتحرك بصورة عشوائية في المصدر .

دعنا نتدبر التحديد على d الذى ينشأ كنتيجة عن اتساع دوبلر (Doppler broadening) والشرط اللازم من أجل أهداب مرئية بوضوح هو

$$d < \frac{\pi}{\Delta\omega} = \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)\left(\frac{\lambda}{2}\right) \quad (132)$$

في البند ٤٤ ، من الفصل الثالث ، استنتجنا علاقة لاتساع دوبلر الكسرى (fractional Doppler broadening) ، بمعنى

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_D \sim (0.52 \times 10^{-5}) \sqrt{\frac{1}{A} \left(\frac{T}{293^\circ\text{K}}\right)} \quad (32 \text{ ب})$$

حيث T هي درجة الحرارة الفعالة في المصدر ، وحيث A هو الوزن الجزيئى للذرات الباعثة ، والتي نفترض وجودها على الصورة الغازية . بدمج (132) و (32 ب) نحصل على

$$d \leq \lambda \sqrt{\frac{A}{(T/293^\circ\text{K})}} \times 10^5 \quad (32 ج)$$

عندما $T = 293^\circ\text{K}$ (درجة حرارة الغرفة) ، عندما $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ (الضوء المرئى) ، عندما $A = 100$ ، نحصل إذن على $d \leq 50 \text{ cm}$ هذا التقدير يتماشى مع المشاهدات . فرق المسار الأقصى الذى تشاهد بالنسبة له أهداب تداخل يكون من رتبة عظم 1 متر بالنسبة لمصادر الضوء العادى ، مثل أنابيب التفريغ الغازية (باستثناء الليزر)

٣٣ - المثالان اللذان أخذنا فى الاعتبار يوضحان كيفية تأمر الطبيعة من أجل الإبقاء على « مصباحين فى حالة تشغيل » الخلفية من الفوضاء الحرارية فى محيطنا. تدخل عشوائية معينة فى عملية التحضير للنظام قبل القياس .

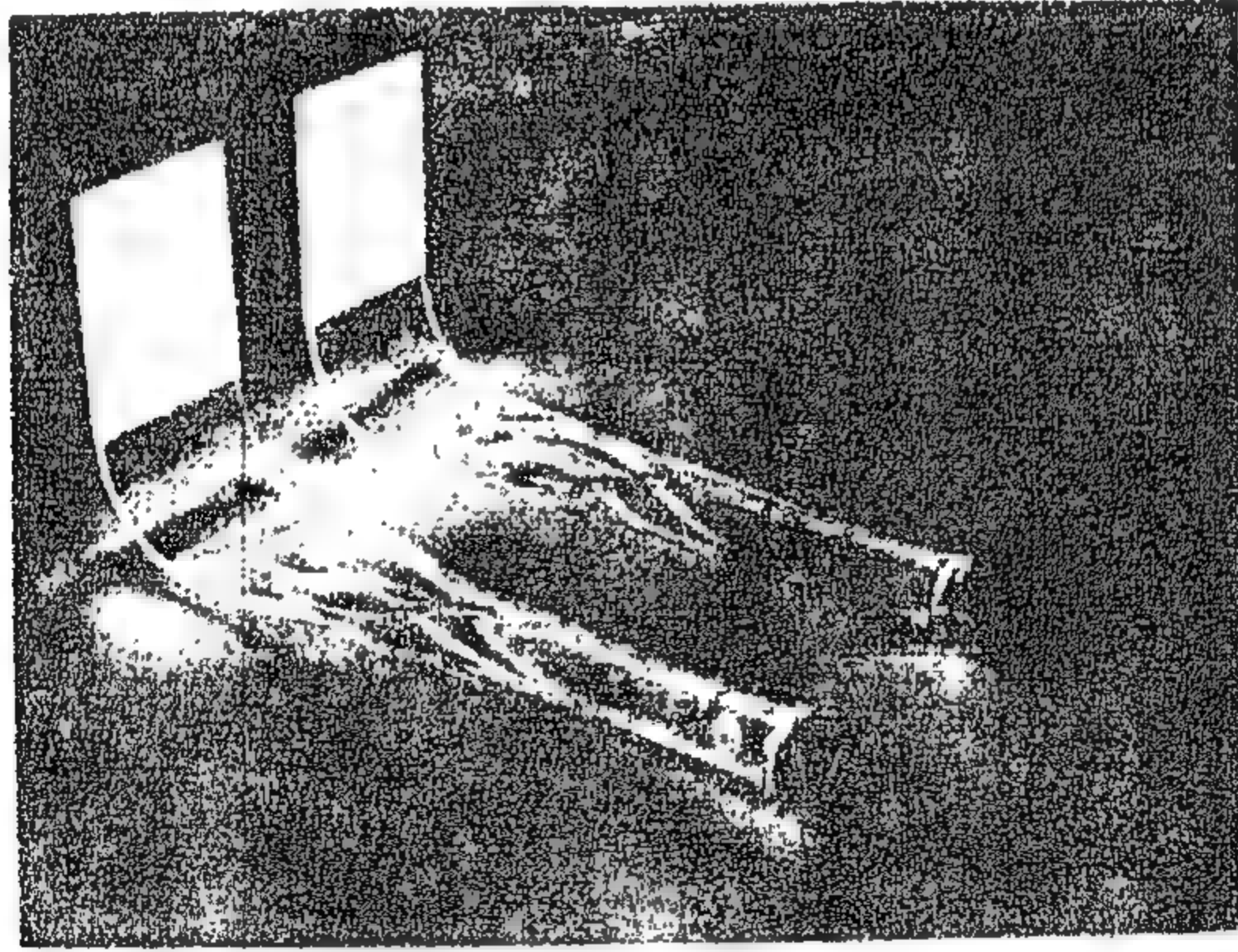
تساهم أيضا العيوب التقنية فى أجهزتنا فى عشوائية عملية التحضير . نفترض مثلا أننا نرغب فى إنتاج حزمة من الإلكترونات عالية الطاقة وبكيفية تحرك على درجة عالية من الدقة فى التحديد . من أجل إتمام ذلك يجب أن نكون قادرين على التحكم فى كل الجهود المعجلة بدقة متناهية ، ويجب أن تكون تنظيمات التركيز البورى للحزمة خالية من العيوب تقريبا . بالإضافة إلى ذلك ، يجب أن نكون قادرين على المحافظة على درجة تفريغ عالية جداً ، ذلك لأنه من الممكن أن تفقد الإلكترونات فى الحزمة طاقة أو تغير مسارها بالتصادم مع جزيئات الغازات المتبقية فى نظام التفريغ . لا يوجد شيء خال من العيوب فى دنيانا ، ومن الواضح بأنه لا يمكننا عملياً بلوغ التحكم التام فى مرحلة التحضير . من المشوق إذن توضيح كيفية الوصف النظرى لعملية تحضير « معينة » .

٣٤ - نفترض بأن لدينا ترتيباً لتحضير نظام فى تسلسل من القياسات المتكررة بحيث أن يكون النظام دائماً محضراً بنفس الطريقة . وكما أتفقنا من قبل ، فإن ذلك يعنى بأن الاحتمالات والمتوسطات التى نقوم بقياسها فى أشواط طويلة الأمد تكون ثابتة وقابلة للتكرار . نتصور بأننا قد قنا بقياس متوسطات

كل المتغيرات الفيزيائية الممكنة . فنقول بأن كلية تلك المتوسطات تعرف مجموعة إحصائية للنظام ، ونقول أيضاً بأن أى مثال خاص من النظام المحضر ، كما يصادف في قياس مفرد ، هو عنصر من عناصر المجموعة الإحصائية .

تؤدي طريقة معينة للتحضير ، سواء « معينة » أو غير معينة إلى مجموعة إحصائية معينة . من وجهة النظر الرياضية تكافئ مجموعة إحصائية تجريدية مجموعة من احتمالات ومتوسطات لمتغيرات فيزيائية . إذا ما أردنا تدبر التحقق المادي الفيزيائي لهذا المبدأ التجريدي فن الممكن أن ننظر إلى المجموعة على أنها تجميع لعدد كبير جداً من الأنظمة (العناصر) المحضرة . وهكذا نصف حزمة ضوئية على أنها مجموعة إحصائية من الفوتونات ، حيث الفوتونات المفردة هي عناصر المجموعة .

تطبيق هام آخر لمبدأ المجموعة الإحصائية هو وصف كمية من الغاز في محتوى على أنها مجموعة إحصائية من الجزيئات . هذا الوصف ملائم إذا ما كنا ندرس السلوك المتوسط للجزيئات المنفردة في الغاز . في كل مرة نقيس فيها ، مثلاً ، السرعة الجزئية فإننا نجري تجربة على عنصر من المجموعة . نتائج عدد كبير من قياسات السرعة تعطينا السرعة المتوسطة ، والتي هي أحد المتوسطات التي تميز المجموعة . تحدد الظروف التي يبق تحتها الغاز في المحتوى طريقة التحضير في هذه الحالة . إذا ما أبقيت درجة الحرارة ثابتة وأيضاً أبقى الضغط ثابتاً فإن السرعة المتوسطة سوف تبقى ثابتة أيضاً . ويمكننا القول بأن الجزيئات كلها محضرة بنفس الطريقة . ذلك لأنها جميعاً خاضعة لظروف خارجية عيانية متماثلة . هذا لا يعنى بالطبع ، بأننا سوف نحصل على سرعتين متساويتين في قياسين معينين على جزيئين منفردين . سرعة الجزئ (عند لحظة من الوقت) هي متغير عشوائي من وجهة نظرنا : القيم التي نصادفها تبدى اتساعاً إحصائياً .



زوج من العدادات الوميضية عند يضرب جسيم مشحون الألواح العمودية البيضاء على اليسار تنتج ومضات في المادة . « يمر » الضوء الناتج من هذه الومضات من خلال أنابيب ضوئية ، مصنوعة من مادة الـلوسايت كدليل إلى صمامات المضاعفات الضوئية الإلكترونية على اليمين . في حالة الاستخدام يلف العداد والأنبوبة الضوئية بواسطة رقائق من الألومنيوم ويحكم قفلها عن الضوء الشارد .

(بالإذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley)

٣٥ - لنأخذ في الاعتبار مجموعة إحصائية . لكي يكون لدينا مثالا واقعياً فن الممكن أن نفكر في حزمة من الإلكترونات خارجة من معجل يعمل تحت ظروف متزنة ومستقرة كأحسن ما تصل إليه إمكانياتنا التقنية . نعيد قياس متغير فيزيائي معين باستمرار ، مثلاً كمية التحرك p في اتجاه الحزمة . نرسم لمتوسط قيم كمية التحرك في متسلسلة طويلة من القياسات بالرمز

$$Av(p; \rho) \quad (١٣٥)$$

حيث p ترمز لمجموعة إحصائية معينة ، معنى ، حزمة معينة . نسمى المقدار $Av(p; \rho)$ بمتوسط المجموعة p متوسط التربيعات لقيم كمية التحرك يرمز لها $Av(p^2; \rho)$: هذا هو متوسط المجموعة لتربيع كمية التحرك . على وجه العموم يختلف $Av(p^2; \rho)$ عن $[Av(p; \rho)]^2$ دعنا ندرس هذه النقطة . نرسم لقيم كمية التحرك التي تم الحصول عليها في القياسات المنفردة بالرموز p_1, p_2, \dots, p_N يعرف المتوسطان كالتالي

$$Av(p; \rho) = \frac{1}{N} \sum_k p_k, \quad Av(p^2; \rho) = \frac{1}{N} \sum_k p_k^2 \quad (١٣٥)$$

يمكننا إذن كتابة المتطابقة

$$Av(p^2; \rho) - [Av(p; \rho)]^2 = \frac{1}{N} \sum_k [p_k - Av(p; \rho)]^2 \quad (٣٥ ب)$$

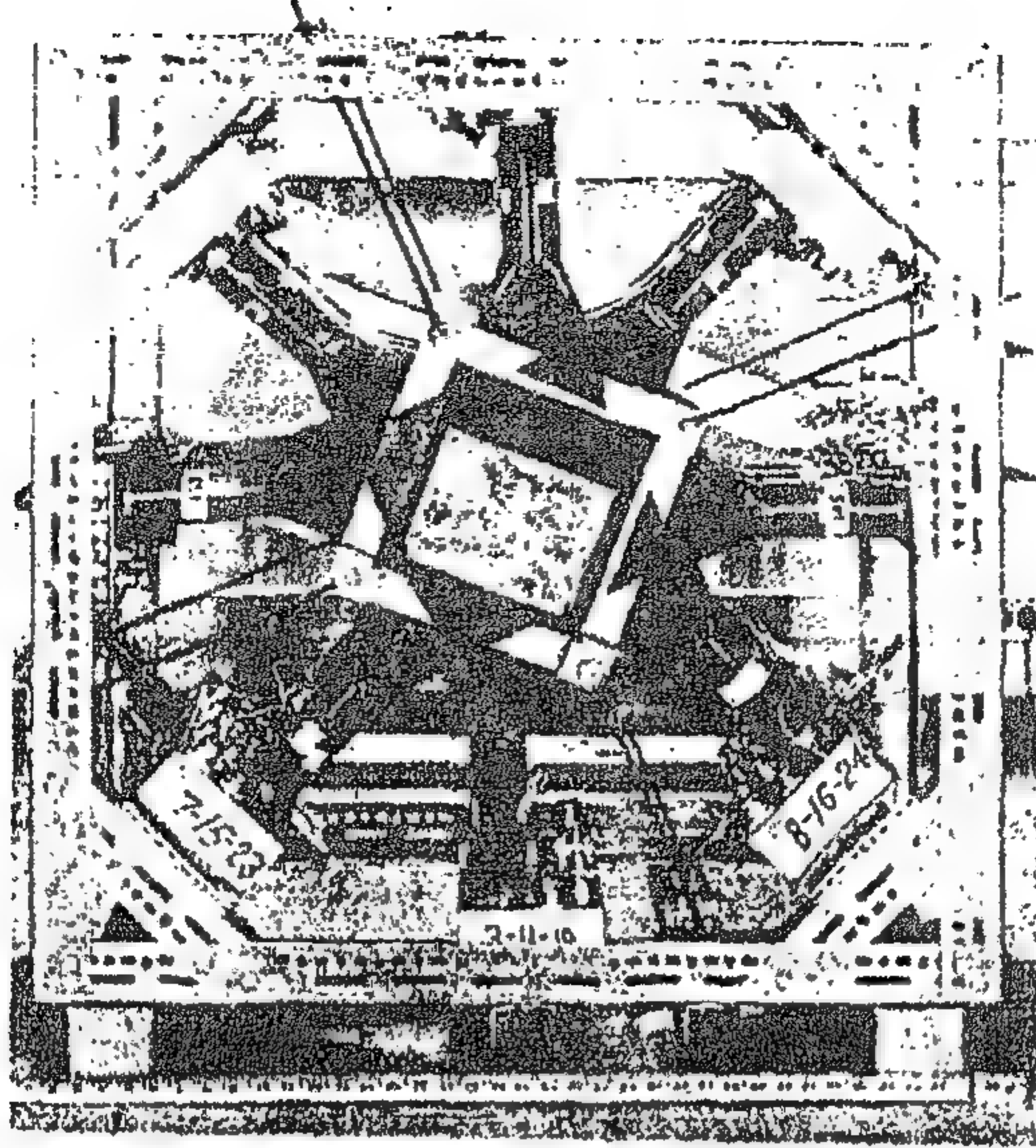
كما يمكن للقارئ أن يقنع نفسه فوراً بذلك . الجانب الأيمن من (٣٥ ب) هو مجموع حدود غير سالبة . ويمكننا أن نستخلص أن

$$Av(p^2; \rho) - [Av(p; \rho)]^2 \geq 0 \quad (٣٥ ج)$$

حيث تنطبق علامة التساوي فقط إذا ما كانت كل الأعداد p_k ، $k = 1, 2, \dots, N$ متساوية . في هذه الحالة قيمتها العمومية تساوي $Av(p; \rho)$ ، وفي هذه الحالة الخاصة تكون كمية التحرك واحدة بالنسبة لجميع الجسيمات في الحزمة .

يقيس المقدار الذي بالجانب الأيسر من (٣٥ ج) الاتساع الإحصائي في المتغير p وعلى وجه العموم سيكون هذا الاتساع أكبر من الصفر ، الأمر الذي يمكن التعبير عنه بقولنا أنه يكون هناك عدم يقين في كمية التحرك للمجموعة الإحصائية المعنية .

٣٦ - يمكننا مناقشة كل المتغيرات الأخرى على نفس نمط مناقشتنا لكمية التحرك . بالنسبة لمجموعة إحصائية معينة (حزمة) نعين متوسطاتها ، وقشتها ، وهما ما نعني بهما اتساعها الإحصائي المعروف بالتأثر مع العلاقة التي على اليسار من (٣٥ ج) وأبسط أنواع المتغيرات هو متغير يصف رد الفعل لعدد . دعنا نرسم إليه بالرمز D ، ودعنا نتبنى الاصطلاح بأن D تأخذ القيمة $1 +$ في تجربة معينة إذا ما سجل العدد ، والقيمة صفر إذا لم يسجل . المقدار $Av(D; \rho)$ هو ببساطة إذن الاحتمال بأن العدد سوف يسجل عندما نجرى تجربة على عنصر منفرد من عناصر المجموعة الإحصائية ρ .



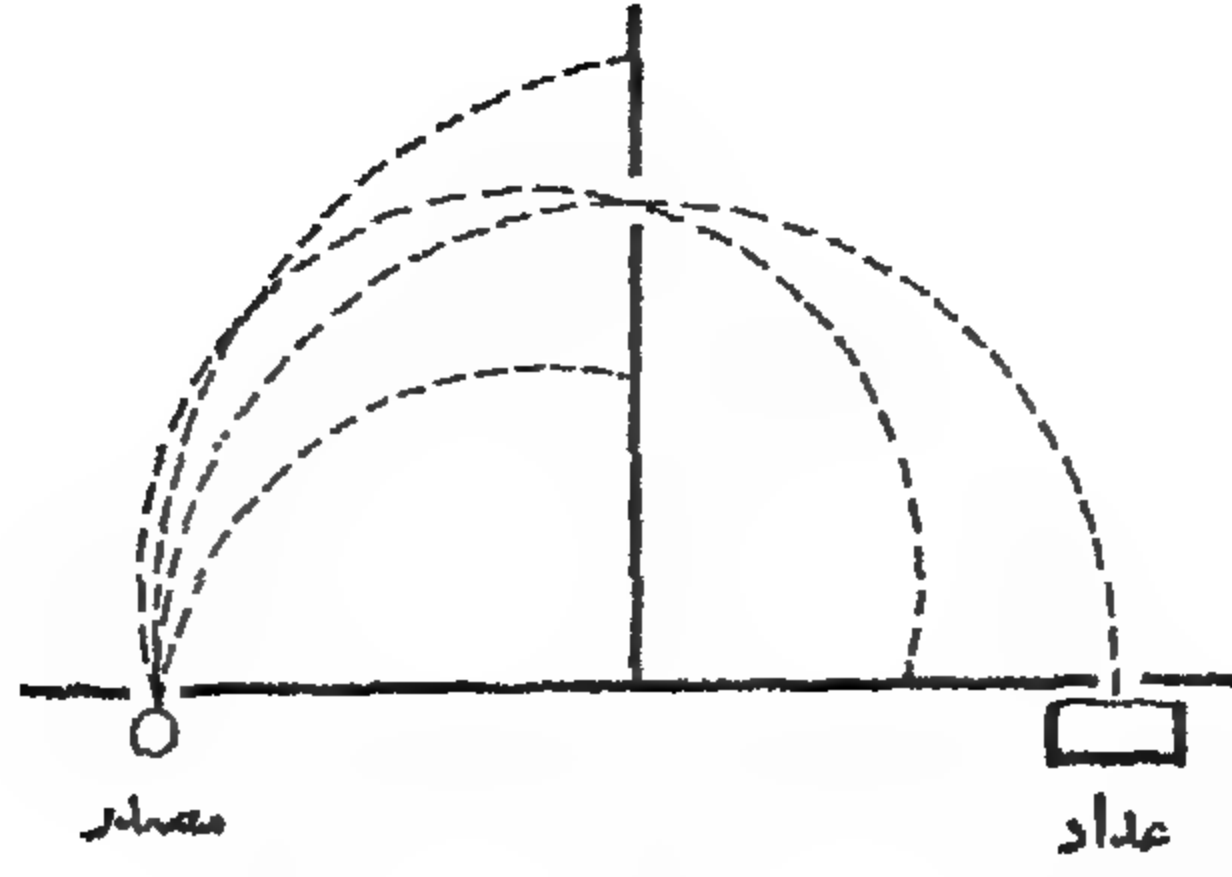
هناك تفاوت مدهش بين العدادات الصغيرة المترتبة من وجهة نظر الفيزيائي النظرى والتي تظهر فى الأشكال التخطيطية فى هذا الفصل . وبين بعض العدادات المستعملة فعلا فى المعمل . هذه الصورة توضح تجميعاً مكوناً من 24 عداد وميضى مركبة من أجل تجربة فى فيزياء الجسيمات الأولية . الطول الجانبى لهذا التجميع حوالى متر واحد . التآلفات البلاستيكية موجودة فى وسط الصورة ، وصمامات المضاعفات الضوئية الإلكترونية موضوعة بتأثر على المحيط . اتجاه حزمة الجسيمات عمودى لمستوى الشكل .

(الصورة بالإذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley)

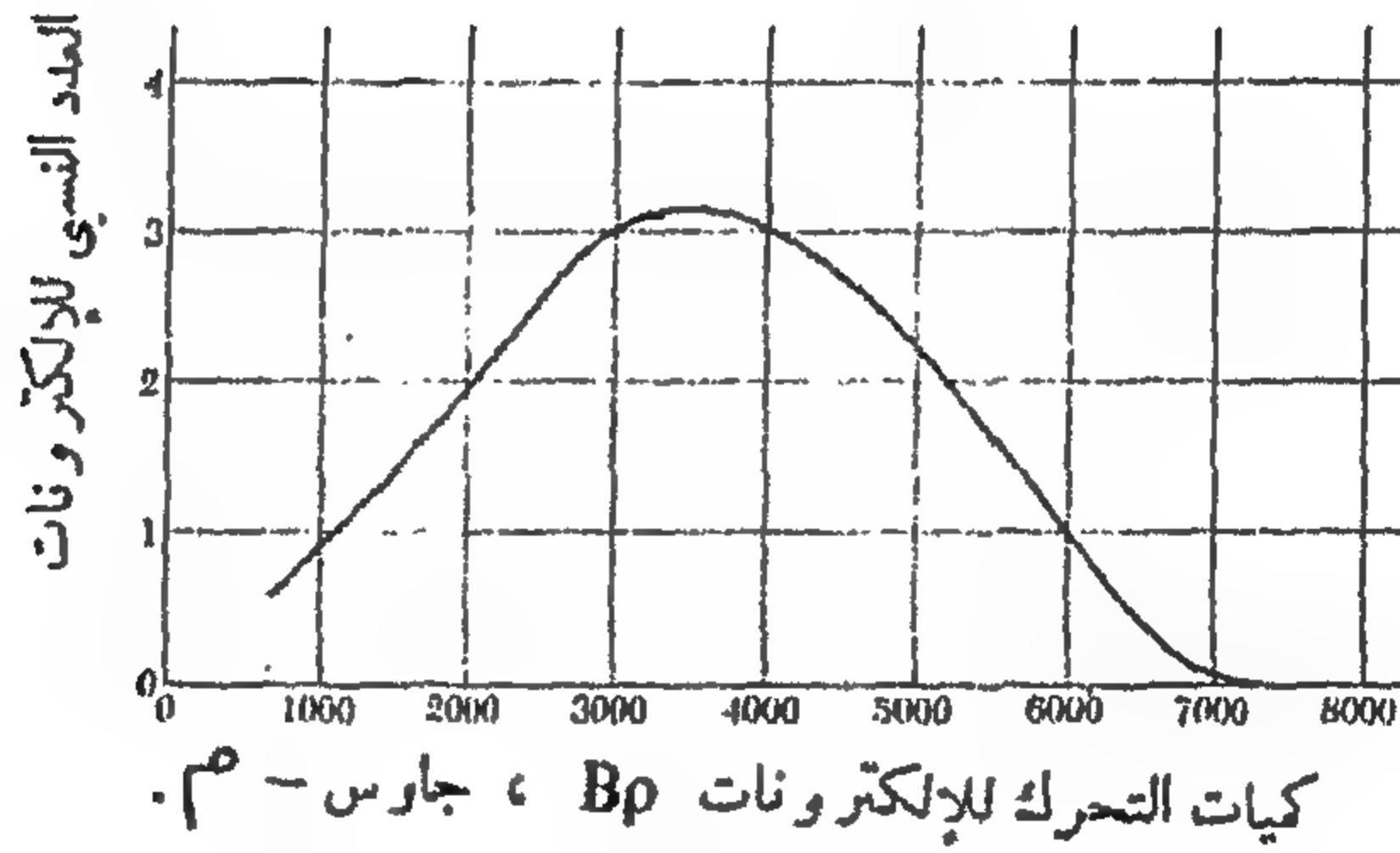
للوهلة الأولى قد يبدو بأن متغير العداد D ليس من نفس نوع المتغيرات مثل كمية التحرك p . من الممكن أن نشعر بأن p تشير إلى النظام ، أى ، الجسم ، على حين تشير D إلى جهاز القياس . ومع ذلك ، فإننا ينبغي أن ندرك أن كل معلوماتنا عن النظام مستقاة عن طريق ملاحظة رد فعل أجهزة قياس : المتغيرات الذاتية للنظام عبارة عن استخرجات . إذا ما علمنا احتمال قيام أى عداد معين ، موضوعاً بطريقة معينة ، بالتسجيل فإننا سنعرف شيئاً عن طبيعة المجموعة الإحصائية ، أى ، شيئاً عن جسيمات الحزمة . وفى الحقيقة تقاس أحياناً كمية التحرك لجسيمات الحزمة بواسطة عدادات ، كما هو مبين فى شكل (٣٦ أ) .

٣٧ - لنستمر الآن فى مناقشة الموقف المشار إليه فى البند ٢٦ ، عندما يكون لدينا مصباحان فى مصدر ضوئى : مصباح صوديوم ومصباح زئبق . لنعتبر تجربة يكون فيها فقط مصباح الصوديوم فى حالة تشغيل ، ستحتوى الحزمة إذن على « فوتونات صفراء » ينتج المصدر مجموعة إحصائية p_1 من الفوتونات ، وسنعين لهذه المجموعة القيمة المتوسطة d_1 لمتغير - عدادى معين D :

$$Av(D; p_1) = d_1 \quad (٣٧)$$



شكل ٣٦ | لتوضيح مبدأ الجهاز المسمى مطياف بيتا شبه الدائري . يستعمل الجهاز لقياس التوزيع في كمية التحرك (أو الطاقة) للإلكترونات المنبعثة من تضاؤل بيتا لأنوية غير مستقرة . تنبعث الإلكترونات من المصدر المشع على اليسار ، وتحدد مساراتها في أو بالقرب من مستوى الصورة . الجهاز موضوع في مجال مغناطيسي منتظم عمودي على مستوى الشكل ، وبالتالي تصبح المسارات أقواساً دائرية ، أنصاف أقطارها تعتمد على كميات التحرك للإلكترونات . يحتوي الجهاز على عدد من الفتحات موضوعة بحيث أن الإلكترون لا يمكنه الوصول إلى العداد الذي على اليمين إلا إذا كان نصف قطر مساره يقع خلال مدى صغير جداً . بواسطة عد الإلكترونات التي تصل إلى العداد في وحدة الزمن ولقيم مختلفة من المجال المغناطيسي يمكننا تعيين توزيع كميات التحرك للإلكترونات المنبعثة ، أي ، العدد النسبي للإلكترونات التي تنبعث بكميات تحرك تقع خلال مراحل مختلفة .



شكل ٣٦ | طيف بيتا لـ P^{32} . يبين المنحنى العدد النسبي للإلكترونات المنبعثة كدالة لكمية التحرك . يعبر عن كمية التحرك بدلالة المقدار Bp (بوحدة جاوس - سم) ، حيث p هو نصف قطر الانحناء في المجال B . كمية التحرك القصوى عند 7200 جاوس - سم تقابل طاقة الحركة القصوى 1.7 MeV . من الممكن أن تخرج الإلكترونات بطاقة تتراوح بين صفر إلى الحد الأعلى لأن الطاقة (الحركية) الكلية المنبعثة في عملية التحلل تقسم (بطريقة عشوائية) بين الإلكترون ، والنواة الوليدة ، ونيوترينو مضاد (anti - neutrino)

بعد ذلك سنعتبر تجربة يكون فيها فقط مصباح الزئبق في حالة تشغيل . هذا التنظيم يحدد مجموعة إحصائية p_2 والمتوسط الجماعي لنفس المتغير - العداد D يتم الحصول عليه ليكون

$$Av(D; p_2) = d_2 \quad (٣٧ ب)$$

وسنعتبر أخيراً الحالة عندما يكون المصباحان متزامني التشغيل . سيعطى المصباحان معاً المجموعة الإحصائية p والمتوسط الخاصية أو المتغير D في هذه الحالة يكون

$$Av(D; p) = d \quad (٣٧ ج)$$

نفترض الآن أن المصباح 1 يؤدي إلى فيض n_1 فوتون لكل وحدة زمن في الحزمة ، وأن المصباح 2 يؤدي إلى فيض n_2 فوتون لكل وحدة في الحزمة . على ذلك فإن الفيض الكلي في الحزمة يكون $(n_1 + n_2)$ فوتون لكل وحدة زمن . في أي تجربة مفردة ليكون الفوتون إما « أصفر » أو « أزرق » ، معتمداً على ما إذا كان الفوتون قادماً من المصباح 1 أم المصباح 2 ، ونستخلص من ذلك أن الاحتمال بأن نجد فوتون « أصفر في أي تجربة مفردة هو

$$\theta_1 = \frac{n_1}{(n_1 + n_2)} \quad (٣٧ د)$$

على حين يكون احتمال أن نجد فوتون « أزرق » هو

$$\theta_2 = \frac{n_2}{(n_1 + n_2)} \quad (٣٧ هـ)$$

ويحقق الرقان θ_1 و θ_2 الشروط

$$1 \geq \theta_1 \geq 0, \quad 1 \geq \theta_2 \geq 0, \quad \theta_1 + \theta_2 = 1 \quad (٣٧ و)$$

وذلك نتيجة للتعاريف (٣٧ د) و (٣٧ هـ) الشروط (٣٧ و) تميز الاحتمالات الخاصة بجذئين غير متداخلين يتحتم حدوث أحدهما .

٣٨ - نعتبر الآن تجربة مفردة : بمعنى حدث يشتمل على فوتون واحد . ماذا يمكننا القول عن الاحتمال $d = Av(D; p)$ بأن يسجل العداد الخاص بالمتغير D ؟ الفوتون الذي نحن بصددده إما أن يكون أصفر أو أزرق . الاحتمال بأن يكون أصفر هو θ_1 : فإذا ما كان أصفر فإن الاحتمال بأن يقوم العداد D بالتسجيل هو d_1 . الاحتمال بأن يكون الفوتون أزرق هو θ_2 ، وإذا ما كان أزرقاً ، فإن الاحتمال بأن يقوم العداد D بالتسجيل هو d_2 بما أن الحالتين أصفر - أزرق هما حالتان غير متداخلتين فإننا نستخلص بأن الاحتمال d بأن يسجل العداد D يجب أن يكون

$$d = \theta_1 d_1 + \theta_2 d_2 \quad (٣٨ أ)$$

أو

$$Av(D; p) = \theta_1 Av(D; p_1) + \theta_2 Av(D; p_2) \quad (٣٨ ب)$$

ومن ذلك نرى أن متوسط D في المجموعة p يعطى بدلالة متوسطى D في المجموعتين p_1 و p_2 وبدلالة الاحتمالين θ_1 و θ_2 وهذان الاحتمالان الأخيران يصفان كيفية تكوين المجموعة « الإندماجية » p من المجموعتين p_1 و p_2 وعلى ذلك فهما مقداران ميزان للمصدر « الإندماجى » : فهما لا يعتمدان على المتغير D الذى يصف عدداً معيناً في حيز الملاحظة . وعلى ذلك فالملاقة (٣٨ ب) تتحقق لكل متغير عدادى D

ويمكننا القول بصورة عامة أن الملاقة (٣٨ ب) تنطبق على المتوسطات الخاصة بمتغير فيزيائى اختياري . فإذا رمزنا لمثل هذا المتغير بالرمز Q فيجب إذن أن نحصل على

$$Av(Q;p) = \theta_1 Av(Q;p_1) + \theta_2 Av(Q;p_2) \quad (٣٨ ج)$$

ويقال أن المجموعة الإحصائية p عبارة عن تراكب غير مترابط من المجموعتين p_1 و p_2 باحتمالين θ_1 و θ_2 . ويعبر عن هذه الجملة رمزياً بالصورة التالية :

$$p = \theta_1 p_1 + \theta_2 p_2 \quad (٣٨ د)$$

ويرجع سبب استخدام الوصف « غير مترابط » إلى أنه يجب علينا أن نميز بحرص بين هذا النوع من التراكب ، وبين تراكب الموجات ، الذى تناولناه في البنود من ٣٦ إلى ٤٦ من الفصل الخامس . سوف يكون لدينا ما نضيفه بصدد هذا التمييز فيما بعد .

٣٩ - من الممكن أن نعمم بوضوح فكرة تراكب مجموعتين لتشمل التراكب غير المترابط لأى عدد محدد من المجاميع . دعنا إذن نأخذ في الاعتبار المجاميع الإحصائية p_k ، حيث $k = 1, 2, 3, \dots, n$ ، دعنا نقرن بكل مجموعة من تلك المجاميع احتمالاً θ_k ، بحيث أن الأعداد θ_k تحقق

$$1 \geq \theta_k \geq 0, \quad \sum_{k=1}^n \theta_k = 1 \quad (٣٩ أ)$$

لندع p تمثل التراكب غير المترابط لتلك المجاميع باحتمالات θ_k : نعبّر عن ذلك رمزياً بـ

$$p = \sum_{k=1}^n \theta_k p_k \quad (٣٩ ب)$$

هذا يعنى بأن المتوسط لأى متغير فيزيائى Q للمجموعة p يعطى بالملاقة

$$Av(Q;p) = \sum_{k=1}^n \theta_k Av(Q;p_k) \quad (٣٩ ج)$$

سوف نقوم بالافتراض بأنه إذا ما كانت $p_1, p_2, p_3, \dots, p_n$ أى مجموعة من المجاميع الإحصائية الممكنة ، فإن كل تراكب غير مترابط لهذه المجاميع هو أيضاً مجموعة متاحة . هذا الافتراض ليس فيزيائياً ولكنه بالأحرى رياضياً ، ونقوم به لأننا نبنى بأن يتأق للفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية خاصة أنها مغلقة تحت التراكب غير المترابط . هذا يعنى بأنه إذا ما احتوت الفئة أى عدد محدود من المجاميع الإحصائية فإنها تحوى أيضاً كل التراكبات غير المترابطة من هذه المجاميع .

٤٠ - لاحظ بأننا قد تناولنا بالفعل ، في مناقشتنا في البنود ٢٧ - ٢٩ ، تراكباً غير مترابط لعدد نهائى من المجاميع الإحصائية المتميزة . لنضع $D(\theta)$ تمثل المتغير الذى يصف العداد D فى شكل (٢٧ أ) لزاوية معينة θ . ولنضع p تمثل المجموعة الإحصائية التى تنتج عن مصدر معين ، على يسار الحائل S_1 . نفترض أن شدة المصادر التى سنعرض لها ستكون دائماً بحيث أن إلكترون واحد يدخل فى كل ثانية من خلال الفتحة فى S_1 إذا ما عبر عن الشدة $I(\theta)$ التى نشاهدها بواسطة العداد D ، بدلالة عدد من الإلكترونات فى كل ثانية ، فإننا نحصل على

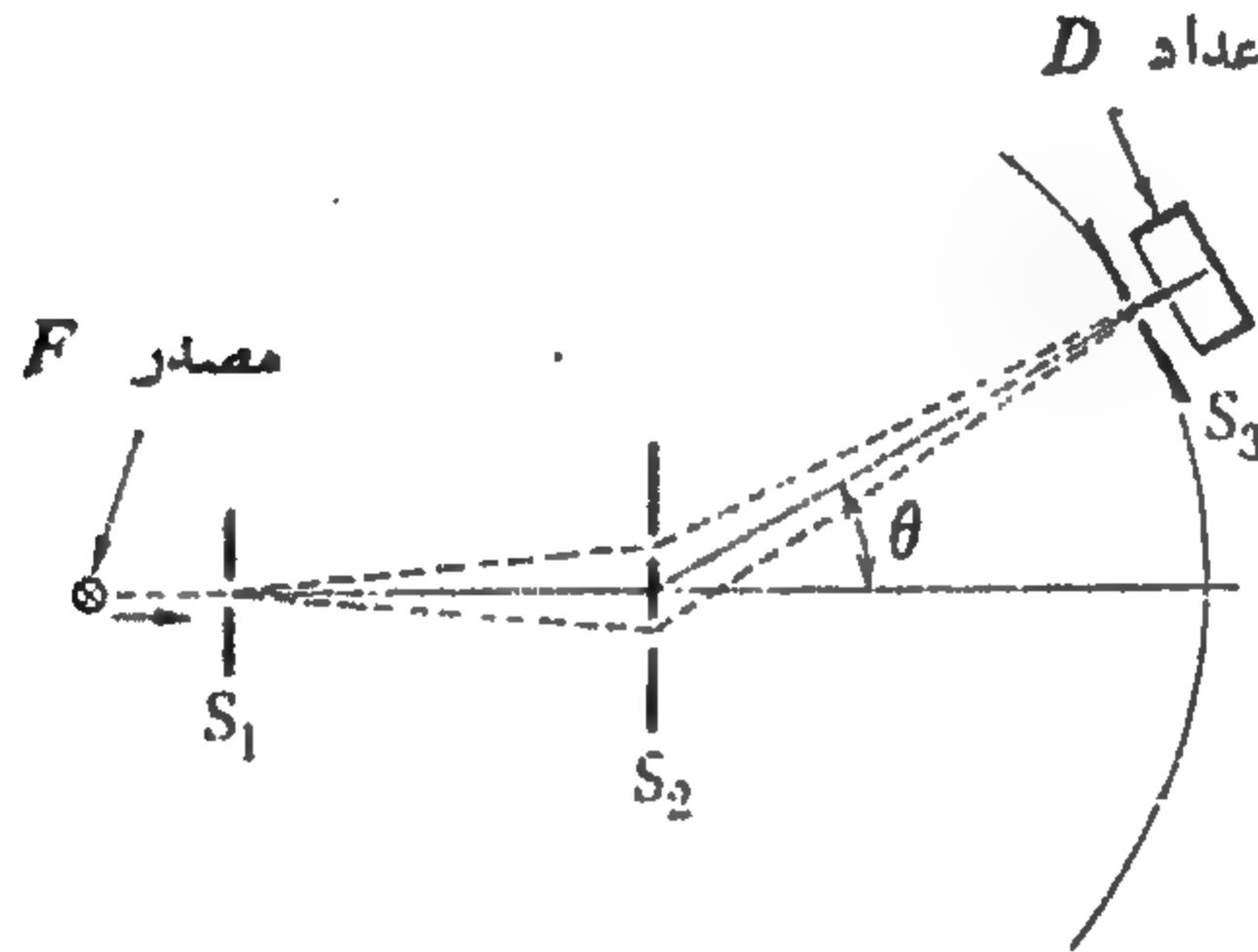
$$Av[D(\theta);p] = I(\theta) \quad (٤٠ أ)$$

فى مناقشتنا فى البند ٢٧ أخذنا فى الاعتبار أولاً الشدة $I(\theta, p)$ لمصدر افتراضى ينتج إلكترونات بكية تحرك p محددة القيمة لدرجة بالغة الجودة . دعنا نرمز إلى المجموعة الإحصائية التى يحددها مثل ذلك المصدر بالرمز $p(p)$. إذن نحصل على

$$Av[D(\theta);p(p)] = I(\theta, p) \quad (٤٠ ب)$$

لقد سبق أن أكدنا أنه إذا ما كان المصدر عبارة عن فتيل ساخن مجهز بالإلكترونات معجل واحد ، فإن الإلكترونات سوف لا تخرج من خلال الفتحة فى S_1 بكية تحرك جيدة التحديد . على الرغم من ذلك ، فلا يوجد ما يمنعنا من تصميم مصدر متقن جداً ، مزود « بمرشحات بكية تحرك » بحيث تكون بكية تحرك الإلكترونات الخارجة فى أقصى درجات التحديد : يوصف مثل هذا المصدر بالرمز $p(p)$ دعنا نرمز إلى المجموعة الإحصائية التى تنتج عن المصدر ذى الفتيل البسيط بالرمز p وطبقاً لمناقشتنا فى البند ٢٩ يكون لدينا

$$Av[D(\theta);\bar{p}] = \bar{I}(\theta) = \left(\frac{1}{2q}\right) \int_{p_0-q}^{p_0+q} dp Av[D(\theta);p(p)] \quad (٤٠ ج)$$



قارن هذه العلاقة بالمعادلة (٣٩ ج) . من الواضح أن مناقشتنا فى البند ٢٩ تهدف إلى اعتبار المجموعة الإحصائية p ، والتى تناظر مصدر الفتيل الساخن « الواقعى » ، وكأنها تراكب غير مترابط للمصادر المثالية المتعلقة بالمجاميع الإحصائية $p(p)$. بمعنى آخر ، بالمضاهاة بالعلاقة (٣٩ ب) ، نحصل على

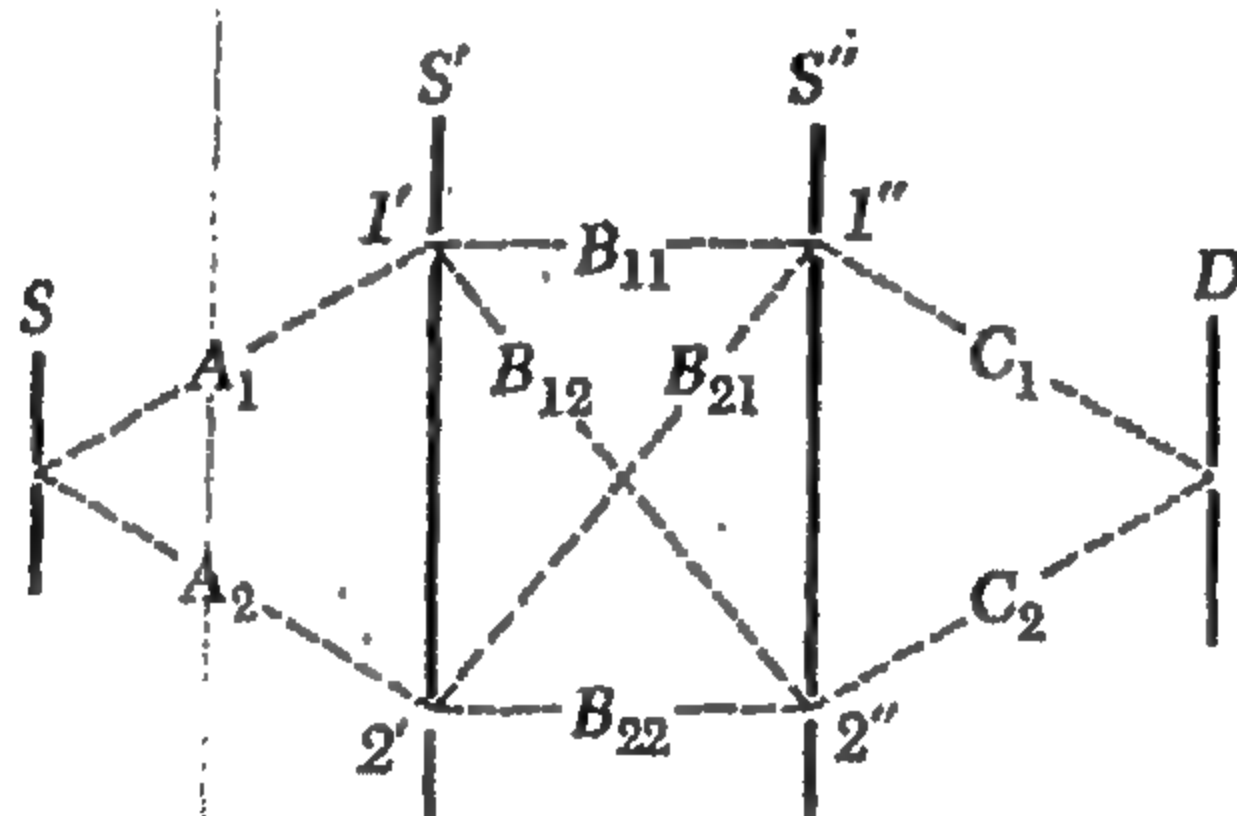
$$\bar{p} = \left(\frac{1}{2q}\right) \int_{p_0-q}^{p_0+q} dp p(p) \quad (٤٠ د)$$

السمات والشدات

٤١ - يمكننا أن نذكر الفرق بين التراكب غير المترابط والتراكب المترابط كما يلي : في تراكب مترابط نضيف السمات ، على حين أنه في تراكب غير مترابط نضيف الشدات .

دعنا ندرّب أنفسنا على التعامل مع السمات والشدات في ميكانيكا الكم . يوضح شكل ٤١ أ تجربة شبه واقعية وهي الفتحة الثنائية المزدوجة (double double — slit) تدخل جسيمات بكمية تحرك على درجة عالية جداً من التحديد من خلال الفتحة الطويلة في الحائل S ، بمعدل جسيم واحد في الثانية ، مثلاً . نلاحظ فيض تلك الجسيمات خلال الخمس فتحات الأخرى وذلك بوضع عداد خلف الفتحات مباشرة ، فتحة واحدة في كل مرة . إذا ما كان معدل العد المشاهد هو P من الجسيمات في الثانية بالنسبة لفتحة معينة فيمكننا القول بأن P هو الاحتمال بأج جسيماً داخلاً من خلال الفتحة في S سوف يمر من خلال الفتحة المعنية .

نفترض أن الطول الموجي للجسيم كبير بالمقارنة مع عروض الفتحات ونفترض بالإضافة إلى ذلك أن كل الفتحات لها نفس العرض . يمكننا إذن الحديث عن السعة (المركبة) للموجة عند فتحة .



شكل ٤١ أ لتوضيح مناقشتنا في البنود ٤١ - ٤٣ عن تجربة زوج من ذي الفتحة المزدوجة والتي تعتبر مثالية إلى حد ما . الجسيمات (فوتونات) تدخل من خلال الفتحة في S ، نهتم بالاحتمالات بأن تمر الجسيمات من خلال الفتحات الأخرى ، ومن خلال الفتحة في D على وجه الخصوص . عند كل فتحة يجب ، بالطبع ، أن نضيف السمات ، وليست الشدات ، للموجات التي تصل من الفتحات السابقة . الأعداد المركبة A_m و B_{mn} و C_m هي سمات الانتقال بين الفتحات . كل الاحتمالات يمكن التعبير عنها بدلالة سمات الانتقال .

٤٢ - دع A_1 يمثل سعة الموجة عند الفتحة $1'$ عندما تكون السعة عند الفتحة التي في S مساوية للوحدة . بالمثل ، دع A_2 يمثل سعة الموجة عند الفتحة $2'$ إذا ما كانت السعة عند الفتحة التي في S مساوية للوحدة . دع B_{11} تمثل سعة الموجة عند الفتحة $1''$ عندما تكون السعة عند الفتحة $1'$ مساوية للوحدة ، ولكن السعة

عند الفتحة 2 مساوية للصفر . بالمثل ، دع B_{21} تمثل سعة الموجة عند الفتحة 1'' عندما تكون السعة عند الفتحة 1' مساوية للصفر ، ولكن السعة عند الفتحة 2' مساوية للوحدة . تمثل C_1 السعة عند الفتحة التي في الحائل D عندما تكون السعة عند الفتحة 1'' مساوية للوحدة ، لكن السعة عند الفتحة 2'' مساوية للصفر . السمات المتبقية يتم تعريفها بطريقة مماثلة . يمكننا تسمية تلك السمات بسمات الانتقال لأنها تصف انتشار الموجة بين الفتحات ، من اليسار إلى اليمين . تمثل الخطوط المنقطعة في شكل ٤١ أ هذا الانتشار تمثيلاً رمزياً . تخصص سعة انتقال لكل خط منقط ، كما سبق وشرحنا .

سمات الانتقال أعداد مركبة . وتمثل التربيعات المطلقة احتمالات انتقال كالتالي . الاحتمال $P_1 = |A_1|^2$ يمثل احتمال أن جسيماً ماراً من خلال الفتحة في K سوف يتم استكشافه في حينه خلف الفتحة 1' يمثل $P_2 = |A_2|^2$ احتمال أن جسيماً ماراً من خلال الفتحة في K يمر أيضاً من خلال الفتحة 2' . يمثل $P_{12} = |B_{12}|^2$ احتمال أن جسيماً ماراً من خلال الفتحة 1' يمر أيضاً من خلال الفتحة 2'' . في هذه الحالة يجب أن تكون الفتحة 2' مغلقة . للتأكد من أن الجسم سوف يمر بالفعل من خلال الفتحة 1' التربيعات المطلقة لسمات الانتقال الأخرى لها تفسيرات مماثلة . دعنا ندرج كل الاحتمالات الناقلة المقابلة للسمات الثماني كالتالي :

$$\begin{array}{ll} P'_1 = |A_1|^2 & P'_2 = |A_2|^2 \\ P_{11} = |B_{11}|^2 & P_{12} = |B_{12}|^2 \\ P_{21} = |B_{21}|^2 & P_{22} = |B_{22}|^2 \\ P'_1 = |C_1|^2 & P'_2 = |C_2|^2 \end{array} \quad (٤٢)$$

يجب أن يمدن القارئ التفكير في الطريقة التي يمكن أن تقاس بها تلك الاحتمالات باستخدامعدادات ، بإغلاق بعض الفتحات عند الضرورة .

٤٣ - لنفترض أننا نطرح هذا السؤال : عند فتح كل الفتحات ، ما هو الاحتمال P بأن جسيماً داخلاً من فتحة الحائل K سيخرج من خلال فتحة الحائل D ؟

دعنا أولاً نعطى إجابة طائشة : بما أننا على علم بكل احتمالات الانتقال بين الفتحات يمكننا الحصول على P بدمج تلك الاحتمالات تبعاً لقواعد نظرية الاحتمالات . الاحتمال بأن الجسم يمر من خلال الفتحة 1'' يجب أن يكون إذن مساوياً لحاصل جمع الاحتمال بمرور الجسم من خلال 1'' ماراً بالفتحة 1' والاحتمال بمروره خلال 1'' ماراً بالفتحة 2' أو ، بمعنى آخر مساوياً لـ $(P'_1 P_{11} + P'_2 P_{21})$ هذا النوع من الاستدلال يقود إلى النتيجة النهائية الخاطئة

$$P = (P'_1 P_{11} + P'_2 P_{21}) P'_1 + (P'_1 P_{12} + P'_2 P_{22}) P'_2 \quad (٤٣) \quad \text{Wrong!}$$

ما هي الإجابة الصحيحة ؟ إنها تعطى بواسطة

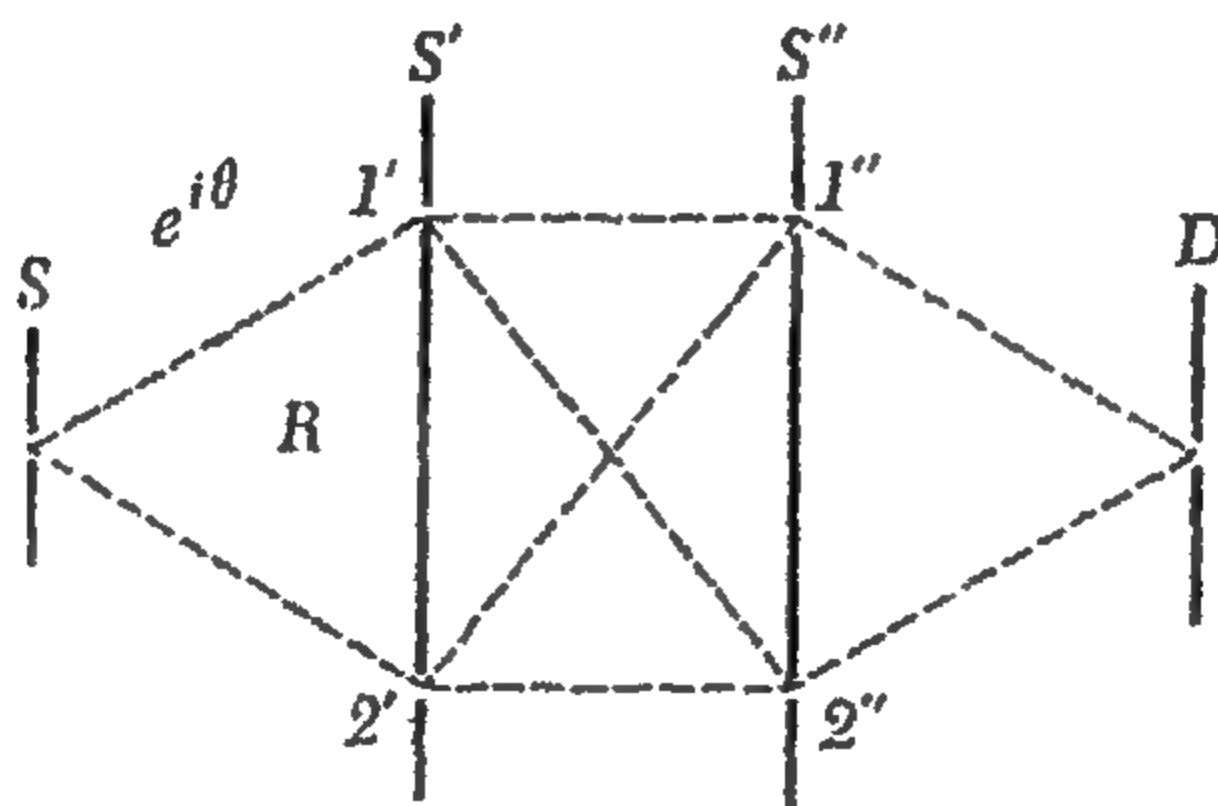
$$P = |(A_1 B_{11} + A_2 B_{21}) C_1 + (A_1 B_{12} + A_2 B_{22}) C_2|^2 \quad (٤٣ ب)$$

وهذه لا تساوى العلاقة المخاطنة (٤٣ أ) . عند كل فتحة يجب أن نجمع سعات الموجات الواردة عند الفتحة ، وذلك لأن الموجات يمكن أن تتداخل . المعادلة (٤٣ ب) تعطى الإجابة الصحيحة تبعاً لميكانيكا الكم ، على حين يمكننا اعتبار العلاقة (٤٣ أ) كتوقع يتفق مع نظرية كرة البلياردو الكلاسيكية .

٤٤ - كيف يمكننا الحصول على P إذا ما أعطينا فقط احتمالات الانتقال ، على حين ليست سعات الانتقال من المعطيات ؟ الإجابة : لا يمكننا الحصول على P إطلاقاً . لإيجاد P يجب أن نعرف كل من الأطوار والقيم المطلقة لسعات الانتقال المركبة ، على حين أن احتمالات الانتقال فقط تعلمنا عن قيمها المطلقة .

لنستمر في مناقشة المغالطة المنطقية في حجة « دمج الاحتمالات » والتي قادتنا إلى التنبؤ الخاطئ (٤٣ أ) . لنأخذ في الاعتبار المقدار $P_1'P_{11}$ ماذا يمثل ؟ إنه يمثل الاحتمال بأن جسيماً داخل S من خلال الفتحة في S يمر من خلال الفتحة $1'$ عندما تكون الفتحة $2'$ مغلقة . بالمثل مثل $P_2'P_{21}$ الاحتمال بأن جسيماً داخل S من خلال الفتحة في S يمر من خلال الفتحة $1''$ عندما تكون الفتحة $1'$ مغلقة . إذا ما كانت الفتحتان $1'$ و $2'$ مفتوحتين فإن الاحتمال بأن جسيماً داخل S من خلال الفتحة في S يمر من خلال الفتحة $1''$ لا يعطى بالمجموع $(P_1'P_{11} + P_2'P_{21})$ الموجات الواصلة عند الفتحة $1''$ من الفتحات $1'$ و $2'$ موجات مترابطة مع بعضها البعض ، ويجب علينا إذن في هذه الحالة إضافة السعات وليس الشدات .

٤٥ - نأخذ في الاعتبار الترتيب المعدل تعديلاً طفيفاً والمبين في شكل ٤٥ أ . ندخل مؤخر الطور R في مسار الموجة التي تمر من الفتحة S إلى الفتحة $1'$ ، فيما عدا ذلك يكون الترتيب مطابقاً لما في شكل ٤١ أ . التأثير الوحيد لمؤخر الطور هو إبدال السعة A_1 بالسعة $A_1e^{i\theta}$. المؤخر الطوري يؤثر الطور بالمقدار θ ، ولكنه لا يؤثر على سعة الموجة . إذا ما أجريت التجربة باستخدام الضوء فإننا يمكننا استخدام شرائح زجاجية كؤخرات طورية .



شكل ٤٥ أ يوضح هذا الشكل تعديلاً في تجربة الفتحة الثنائية المزدوجة الميمنة في شكل (٤١ أ) . مؤخر طورى R قد تم وضعه أمام الفتحة $1'$. هذا المؤخر يغير السعة المركبة للموجة المارة خلاله بالعامل $e^{i\theta}$. نظرية التجربة الميمنة في شكل (٤١ أ) تنطبق أيضاً هنا ، بشرط أن نستبدل سعة الانتقال A_1 بالمقدار $A_1e^{i\theta}$

دع $P(0)$ ليكون الاحتمال بأن جسيماً داخلاً من خلال الفتحة عند S يخرج من خلال الفتحة عند D (مع كل الفتحات الأخرى مغلقة). تبعاً للعلاقة (٤٣ ب) نحصل على

$$\begin{aligned} P(\theta) &= |A_1 e^{i\theta} (B_{11}C_1 + B_{12}C_2) + A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 \\ &= |A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 \\ &\quad + U \cos \theta + V \sin \theta \end{aligned} \quad (٤٥ أ)$$

حيث

$$\begin{aligned} U &= A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2) A_2^* (B_{21}^*C_1^* + B_{22}^*C_2^*) \\ &\quad + A_1^* (B_{11}^*C_1^* + B_{12}^*C_2^*) A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2) \end{aligned} \quad (٤٥ ب)$$

و

$$\begin{aligned} V &= i |A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2) A_2^* (B_{21}^*C_1^* + B_{22}^*C_2^*) \\ &\quad - A_1^* (B_{11}^*C_1^* + B_{12}^*C_2^*) A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)| \end{aligned} \quad (٤٥ ج)$$

كما ينبغي للقارئ أن يقنع نفسه

يمكننا إعادة كتابة العلاقة $P(\theta)$ على الهيئة

$$\begin{aligned} P(\theta) &= \frac{1}{2} [P(0) + P(\pi)] + \frac{1}{2} [P(0) - P(\pi)] \cos \theta \\ &\quad + \frac{1}{2} [2P(\pi/2) - P(0) - P(\pi)] \sin \theta \end{aligned} \quad (٤٥ د)$$

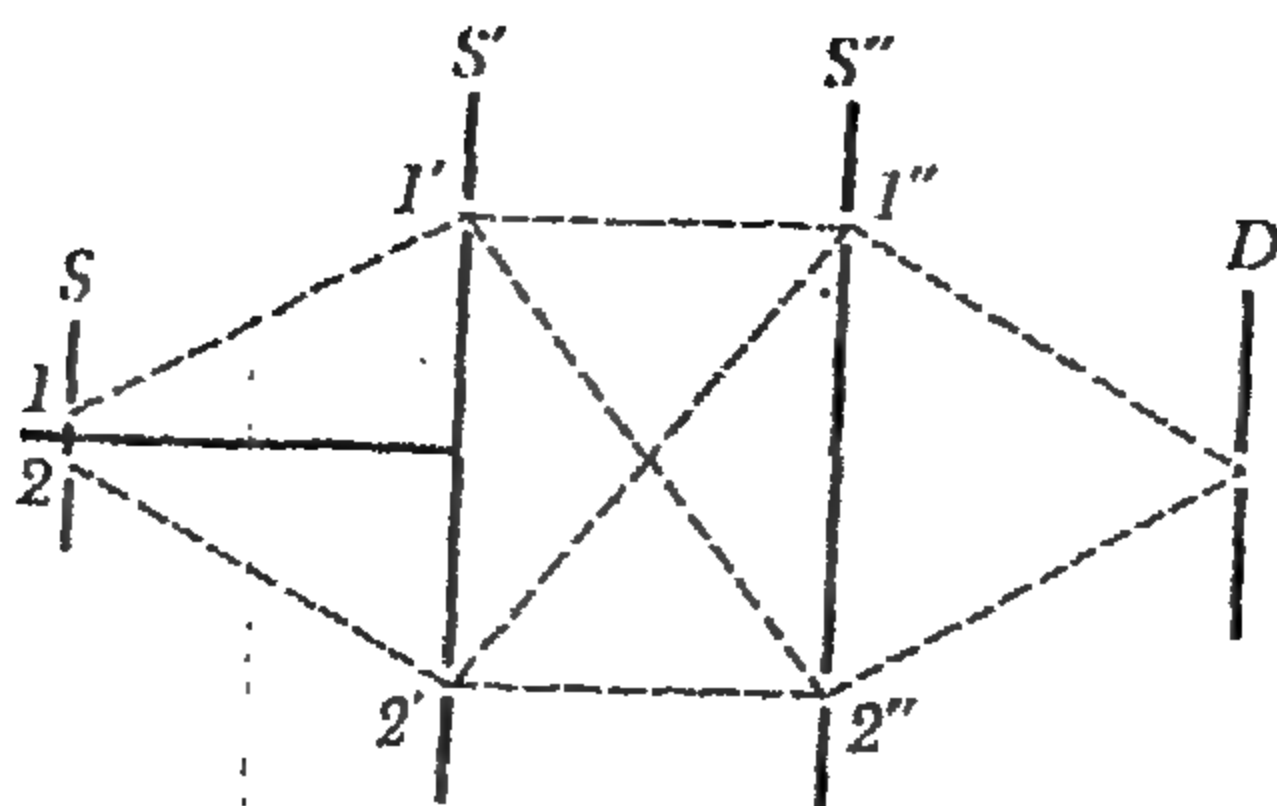
الأمر الذي يعنى أن $P(\theta)$ ، كدالة لـ θ ، تعين إفرادياً بقيمتها بالنسبة للزوايا الثلاث $\theta = 0$ ، $\pi/2$ و π

٤٦ - نعتبر بعد ذلك الترتيب المبين في شكل (٤٦ أ) لدينا الآن مصدران منفصلان 1 و 2، «يفضيان» الفتحتين 1' و 2' بالنسبة لكل الاعتبار الأخرى فالحالة ماثلة لما في شكل (٤١ أ). لنفترض أن المصدرين متساويين في الشدة.

ما هو الاحتمال P_1 بأن جسيماً ماراً بالفتحة في S يمر من خلال الفتحة في D ؟ من الواضح بأنه يعطى بـ

$$P_1 = \frac{1}{2} |A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + \frac{1}{2} |A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2 \quad (٤٦ أ)$$

في هذه الحالة يجب أن نضيف الشدات الناتجة عن كل مصدر على حده عند الفتحة في D وذلك للحصول على الشدة الناتجة عندما يعمل المصدران معاً. العلاقة $|A_1 (B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2$ هي الاحتمال بأن جسيماً من المصدر 1 يمر من خلال الفتحة في D ، والعلاقة $|A_2 (B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2$ هي الاحتمال بأن جسيماً من المصدر 2 يمر من خلال الفتحة في D . كل جسيم مار من خلال الفتحة في D أما أن يكون قادماً من المصدر 1 أو من المصدر 2، وذلك باحتمالين متساويين: ويفسر ذلك وجود المعامل $\frac{1}{2}$ في العلاقة (٤٦ أ).



شكل ٤٦ أ في هذا التعديل لتجربة الفتحة الثنائية المزدوجة المبينة في شكل ٤١ أ الفتحتان 1' و 2' مضاءتان بمصدرين مستقلين لهما نفس الشدة . الموجات الصادرة من المصدرين موجات غير مترابطة ، والشدة عند أى فتحة معينة والنتيجة عن المصدرين عند تشغيلهما هي حاصل جمع الشدات اللاتي يجب أن نشاهدها عندما يكون مصدر واحد في حالة تشغيل عند وقت ما . هناك علاقة مشوقة بين التجربة المبينة بعاليه والتجربة المبينة في شكل ٤٥ أ . أى شدة مقاسة في التجربة الحالية تكون عبارة عن متوسط على زاوية الطور θ للشدة المقابلة والمقاسة في الترتيب المبين في شكل ٤٥ أ . يعبر عن هذه الحقيقة أحياناً بالقول بأن مصدرين غير مترابطين ينبعث منهما موجات بطور نسبي عشوائي .

٤٧ - دعنا نطرح بعض الأسئلة الإضافية الأخرى ، فيما يتعلق بالشكلين ٤٥ أ و ٤٦ أ . دعنا نعتبر الحائل S' ، وكل شيء على يساره ، كأنه المصدر . يعرض شكل ٤٥ أ نفس التجربة والتي أجريت بمصدرين مختلفين . يمكننا أن نسأل : بالنسبة للوضع المبين في شكل ٤٥ أ ما هو الاحتمال $P'(\theta)$ بأن جسيماً قادماً من خلال الحائل S' سوف يمر من خلال الفتحة في الحائل D ؟ بما أن كل جسيم قادم من خلال الفتحة في D يتحتم مروره من خلال الحائل S' يترتب على ذلك أن $P'(\theta)$ يجب أن تساوي نسبة الاحتمال $P(\theta)$ المعطى بالعلاقة (٤٥ أ) ، إلى الاحتمال بأن جسيماً قادماً من خلال الفتحة في S يمر من خلال S' . من الواضح بأن هذا الاحتمال الأخير يساوي $[|A_1|^2 + |A_2|^2]$ وبذلك نحصل على

$$P'(\theta) = \frac{|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2}{|A_1|^2 + |A_2|^2} + U \cos \theta + V \sin \theta \quad (٤٧ أ)$$

والتي يمكن كتابتها أيضاً

$$P'(\theta) = \frac{1}{2}[P'(0) + P'(\pi)] + \frac{1}{2}[P'(0) - P'(\pi)] \cos \theta + \frac{1}{2}[2P'(\pi/2) - P'(0) - P'(\pi)] \sin \theta \quad (٤٧ ب)$$

بالمثل يمكننا أن نسأل : بالنسبة للحالة المبينة في شكل ٤٦ أ ، ما هو الاحتمال P'_i بأن جسيماً قادماً من خلال الحائل S' سوف يمر أيضاً من خلال الفتحة في D ؟ نرى بسهولة أن

$$P'_i = \frac{|A_1(B_{11}C_1 + B_{12}C_2)|^2 + |A_2(B_{21}C_1 + B_{22}C_2)|^2}{|A_1|^2 + |A_2|^2} \quad (٤٧ ج)$$

بمقارنة العلاقة (٤٧ ج) بالعلاقة (٤٧ أ) نلاحظ حقيقة مشوقة : إذا ما أخذنا متوسط $P'(\theta)$ على مدى الزوايا θ بين 0 و 2π نحصل على P'_i أى

$$P'_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta P'(\theta) \quad (٤٧ د)$$

في الواقع ليس من اللازم أخذ المتوسط على مدى كل الزوايا . لدينا أيضاً

$$P'_i = \frac{1}{2} [P'(0) + P'(\pi)] \quad (٤٧ هـ)$$

يمكننا إذن اعتبار المجموعة الإحصائية المحددة بالمصدر المبين بالشكل ٤٦ أ (الحائل S' ، وكل شيء على يسار S' ، هو المصدر) كترائب غير مترابط لإثنتين ، أو عدد نهائى من المجاميع الإحصائية المحددة بالمصادر المبينة بالشكل ٤٦ أ ، حيث يتم اعتبار θ كبارامتر متغير . (القيم المختلفة من θ تعنى مصادر مختلفة) .

٤٨ - توضيح النتيجة (٤٧ د) مبدأ عاماً يتعلق بترائب غير مترابط . إذا كان لدينا مصدران غير مترابطين فإننا نعتبرهما أولاً مترابطين ونضيف سعات الموجات من المصدرين ، ولكن بمعامل طور نسبي متغير $e^{i\theta}$ نحسب أى « شدة » مرغوبة $I(\theta)$ ، كدالة لـ θ ، وأخيراً نوجد المتوسط لـ $I(\theta)$ على مدى الزوايا θ من صفر إلى 2π المتوسط الناتج ، \bar{I} ، هو المتوسط الملائم عندما يكون المصدرين غير مترابطين . مصدران بطور نسبي عشوائى يكونان غير مترابطين .

٤٩ - بعد تلك التمارين على السعات ، الشدات والاحتمالات ، دعنا نمض فى مناقشتنا المنهجية على المجاميع الإحصائية . من الواضح أن الفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية تشتمل على فئتين دئيتين : تلك المجموعات التى يمكن اعتبارها كترائب غير مترابط لإثنين أو أكثر من مجاميع إحصائية متميزة أخرى ، وأيضاً تلك المجموعات التى لا يمكن اعتبارها بمثل هذا التراكب . المجموعات التى لا يمكن اعتبارها كترائب غير مترابطة للمجاميع أخرى تسمى بالمجاميع النقية أو حالات نقية : النوع الآخر من المجموعات يسمى بالمجموعات الخليطة ، أو بخالط إحصائية .

اعتبر الآن مجموعة خليطة . نعلم أن مثل هذه المجموعة هى فى الحقيقة تراكب غير مترابط للمجاميع أخرى . هل من الصحيح أيضاً أن مجموعة خليطة يمكن اعتبارها على أنها تراكب غير مترابط لمجموعات نقية ؟ هذا السؤال فى الحقيقة هو سؤال عن طبيعة الفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية الممكنة تحقيقها فيزيائياً . من الممكن حقيقة أن تتوافر الحالة التى تكون فيها الفئة المكونة من كل المجاميع الإحصائية الممكنة تحقيقها فيزيائياً غير محتوية على أية حالات نقية ، فى تلك الحالة يجب أن تكون الإجابة على سؤالنا بالنفى . من ناحية أخرى ، يمكننا اعتبار المجموعات النقية كحالات نهائية لمجموعات خليطة ، وعلى ذلك يمكننا تكبير الفئة من كل المجاميع الإحصائية لتشمل لبس فقط المجاميع الإحصائية التى يمكن تحقيقها فيزيائياً ولكن أيضاً كل الحالات النهائية لتلك المجاميع . إذا ما قمنا بإجراء هذه العملية الرياضية الخالصة ، الأمر الذى سنقوم به بالفعل ، فن الممكن أن نتوقع بديهياً أن فئتنا المكبرة من المجاميع الإحصائية سوف يكون لها خاصية أن كل مجموعة إحصائية تكون إما مجموعة نقية أو تراكب غير مترابط من المجاميع النقية .

وسوف نصيغ هذا الافتراض المعقول على الصورة التالية ويعتبر مثالاً كافتراض فيزيائي : فتصور بأنه حقيقة في الإمكان وجود كل المجاميع النقية واعتبار كل المجاميع الإحصائية الأخرى كمخاليط إحصائية من تلك المجاميع النقية . ومن المحتمل عملياً بالألا نتمكن من تحقيق نموذج لحالة النقية ، ولكن ليس هناك ما يمنعنا من الاقتراب من هذا النموذج اقتراباً اختيارياً .

هل من الممكن من حيث المبدأ التكهّن بنتيجة كل قياس ؟

٥٠ - من الواضح بديهياً أننا نعرف أكثر عن عناصر مجموعة نقية بالمقارنة بمعرفتنا عن عناصر مجموعة خليطة . اعتبر مثلاً ، مثالنا عن المصدر الضوئي المكون من مصباحين . من الواضح بأننا أقل علماً بخواص الفوتونات الفردية الخارجة من المصدر عند تشغيل المصباحين بالمقارنة بحالة تشغيل مصباح واحد : على وجه الخصوص نعلم أقل عن ألوان الفوتونات .

لكي يتم إعداد مجموعة نقية يجب أن يكون لدينا تحكم محكم في مرحلة التحضير : يجب أن نتسكّن من إخماد كل مصادر التقلبات الإحصائية التي يمكن من حيث المبدأ إخمادها .

يجب أن يكون من الواضح الآن أنه عند إجرائنا لقياسات فن المرغوب فيه أن نحاول ترتيب مرحلة التحضير بالطريقة التي تنتج عنها المجموعة الإحصائية بأكبر درجة نقاء ممكنة تقنياً . بالقيام بذلك فإننا نقلل من الانتشار الإحصائي في نتائجنا ، الأمر الذي يعني بأننا نزيد من دقة النتائج . بالإضفة إلى ذلك يمكننا القول بأن التفسير النظري للنتائج العملية يكون أبسط وبصورة أكثر قطعياً بالنسبة لمجموعة نقية عنه بالنسبة لمجموعة خليطة . بالنسبة لمجموعة نقية يمكننا دراسة تصرف نظام أحسن ظروف ممكنة . غير مشوش « بلفظ » يمكن تفاديه .

٥١ - يبرز الآن تساؤل أساسي . هل تميز الحالات النقية بالانعدام الكامل للانتشار الإحصائي في كل المتغيرات الفيزيائية ؟ بعبارة أخرى : هل الحالات نقية إلى درجة : يمكن معها التنبؤ بدقة بنتيجة كل قياس ؟

يجب أن نفهم بوضوح أن هذا التساؤل هو تساؤل حول طبيعة دنيانا والذي يمكن الإجابة عليه فقط على أساس من الدراسات العملية المنطق البحث البحث لا يدلنا عن شيء حول كونية الإجابة .

النظريات الفيزيائية الكلاسيكية مبنية على الافتراض بأن الإجابة على هذا التساؤل هي بالإيجاب . ميكانيكا الكم هي نظرية مبنية على الافتراض بأن الإجابة على هذا التساؤل هي بالنفي . (لكي نتحاشى سوء الفهم يجب أن نقرر هنا أن ميكانيكا الكم هي مجرد واحدة من نظريات يمكن إدراكها والتي تجيب على هذا التساؤل بالنفي) . عند تقبلنا لميكانيكا الكم كنظرية لنا فإننا بذلك ندخل عدم تحديده في وصفنا للطبيعة بالفهم الدقيق بأنه مهما كانت كيفية تحضيرنا لمجموعة إحصائية نقية فسوف يكون هناك دائماً قياس ناتج لا يمكن التنبؤ به في أي حالة معينة . (يعتمد القياس الذي لا يمكن التنبؤ به على المجموعة الإحصائية) هذا لا يعني بأن ميكانيكا الكم « فوضوية وغامضة » . النظرية هي نظرية محددة جداً والتي بواسطتها يمكن إعطاء بيانات كمية دقيقة عن الاحتمالات ، أو عن القيم المتوسطة لمتغيرات فيزيائية .

٥٢ - من طبيعة التساؤل الذى طرحناه أنه لا توجد مجموعة مفردة من التجارب يمكن أن تحدد نهائياً ماهية الإجابة . حينما نتعرض لظاهرة ما نكون فيها ميالين إلى الإجابة على تساؤلنا بالنفى ، فمن الممكن دائماً أن نحاول إنقاذ الموقف بالجلد بأنه إذا ما اجريت القياسات « بطريقة أفضل » ، فإن الاستنتاجات ستكون مختلفة . بمعنى آخر : من الممكن دائماً الجدل بأن عدم التحديد ينشأ فقط من واقع أن الترتيبات العملية ليست أفضل ما يمكن الوصول إليه . هذا النوع من الجدل يصعب رفضه بمفهوم مطلق . من جهة أخرى ، فن العدل أن نسأل الشخص الذى يجادل لصالح نظرية طبيعية للتعين المحدد ، بالمفهوم الكلاسيكى ، بأن يبين بوضوح الكيفية التى ستجرى بها القياسات بحيث تختفى خاصية عدم التحديد التى يميز ميكانيكا الكم .

الحجة فى صالح الإجابة بالنفى ذات وجهين . أول ذى بدئ ، التحايل المفصل لتشكيلة كبيرة من التجارب ، والتى نأخذ فى اعتبارنا لها خواص مشاهدة لجسيمات ، يبدو دائماً أنه يصل بنا إلى القرار بأن الإجابة يجب أن تكون بالنفى . ثانياً ، هناك الحقيقة بأن كل التنبؤات الخاصة بالنظرية الميكانيكية الكمية ، والتى بالنسبة لها تعتبر الإجابة بالنفى حجر زاوية . تبدو فى توافق رائع مع كل الحقائق المشاهدة : افتراض النفى كإجابة لا يبدو أنه يقودنا إلى أى تعارض مع الخبرة .

٥٣ - فى الفصلين ٤ و ٥ قدمنا بالفعل دليلاً مقنعاً جداً بأن الإجابة يجب أن تكون بالنفى . الجسيمات الحقيقية الموجودة فى الطبيعة تنتشر فى الفراغ . مثل الموجات . تقسم الموجات بواسطة مرآيا نصف مفضضة وبواسطة فتحات مزدوجة ، وتعيد عموماً بواسطة أى عائق . من ناحية أخرى ، إذا ما بحثنا عن الجسيم بواسطة خلية ضوئية . أو أى نوع آخر من المكشفات الجسيمية ، فسوف لا نجد أبداً أقسام أو أجزاء فوتونات « أو « أجزاء إلكترونات » لكى نصف كل هذه الظواهر بتطابق نجد أنفسنا مجبرين على استخدام تفسير احتمالى لشدة الموجة . الكميات التى تتناسب مع التربيع المطلق للدالة الموجية يجب أن تمثل احتمالات . من الممكن فقط أن نعلن احتمال أن يسجل عداد ، ولكننا لا يمكن أبداً أن نرتب بحيث نكون متأكدين من رد فعل كل عداد فى كل تجربة مفردة .

نأخذ فى الاعتبار مثلاً ، تجربة الفتحة المزدوجة ، إذا ما أردنا التأكد من كمية التحرك للحزمة الساقطة فيجب أن نرتب الأشياء بحيث تكون كمية التحرك للجسيمات الساقطة على درجة متناهية من التحديد . عندما تسقط مثل هذه الحزمة على حائل ذى فتحتين فسوف نلاحظ النمط الحيودى المميز للفتحتين . هذا النمط يمكن أن يحدث فقط إذا ما كانت كلتا الفتحتين مفتوحتين ، بمعنى ، فقط إذا ما مر الجسيم من خلال كلتا الفتحتين . على الرغم من ذلك ، إذا ما حاولنا الإمساك بالجسيم بواسطة عداد موضوع خلف إحدى الفتحتين فإننا لا نعد نصف الجسيم ، ولكن كليته . من الممكن أن يسجل ، أو لا يسجل ، العداد فى أى تجربة مفردة ، ولا نعرف مسبقاً ما سيحدث بالتأكيد : يمكننا فقط أن نعلن عن الاحتمال بأن يسجل العداد وقد يعمد القارئ إلى القول : حسناً ، ذلك فقط بسبب أن المجموعة الإحصائية ليست نقية . لكن ، ماذا يقترح القارئ علينا لإجراؤه لكى نجعل المجموعة أكثر نقاء ؟

٥٤ - من الواضح أن النقطة الجوهرية هى هل فى الإمكان وصف جسيم بطريقة أخرى أكثر تفصيلاً عما يكون وصفه به بدلالة النظرية الموجبة . إذا كان الوصف الموجى صحيحاً ، وبالإضافة إلى ذلك ، إذا

كانت الجسيمات تمتلك خاصية عدم الانقسام بحيث لا يمكننا أبداً الكشف عن « أجزاء جسيمات » ، فإنه يبدو حينئذ أنه ليس هناك مناص من التفسير الاحتمالي للشذات . دعنا نسترجع مناقشتنا لعلاقات اللاتيقنية في بداية هذا الفصل . إذا ما كان لكمية التحرك لجسيم أن تكون معلومة بدقة فن الحتم وصف الجسيم بموجة منتشرة في الفراغ ، ولكن في هذه الحالة لا يمكن أن يكون موضع مكان الجسيم معلوم بدقة . انتشار إحصائي صغير في قياسات كمية التحرك يعنى انتشاراً إحصائياً كبيراً في قياسات موضع المكان ، وطالما تقبلنا الوصف الموجي . بالتفسير الاحتمالي للشذات فليس هناك من وسيلة قط للتغلب على علاقة عدم التيقن . من ناحية أخرى ، لا توجد أية نتائج عملية من الممكن أن توحى بإمكانية وصف جسيم أكثر تفصيلاً عما يتيح الوصف الموجي له : لا يوجا على الإطلاق أى دليل عن أية « متغيرات خفية » .

أدت تلك الاعتبارات إلى الافتراض الأساسى التالى لميكانيكا الكم : الحالات النقية لجسيم يعبر عنها بموجات . مجموعة إحصائية من حالات جسيم واحد تكون نقيه إذا - وفقط إذا - ما كان كل عنصر من المجموعة موصوفاً بنفس الدالة الموجية . عندما نتمكن من تقرير دالة موجية لتصف كل الجسيمات الخاصة بمجموعة إحصائية فذلك يعنى أننا قد وصلنا إلى أعلى درجات التحكم الممكنة في المصدر . لا يوجد شئ أنقى من موجة محددة .

٥٥ - من المشوق مقارنة بعض أوجه عالم الخيال الكلاسيكى مع دنيانا الواقعية . مفاهيم المجاميع الإحصائية ، المخالط الإحصائية والحالات النقية ليست بالغريبة قطعاً بالنسبة للفيزياء الكلاسيكية . وردت فكرة المجموعة الإحصائية بالفعل في الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية قبل اكتشاف ميكانيكا الكم بكثير . إن جزءاً كبيراً من مناقشتنا عن عملية القياس يبق قابلاً للتطبيق في إطبصار وصف كلاسيكى . تنشأ حالة نقيه إذن عندما يكون لدينا تحكم متقن في مرحلة التحضير ، على حين ينشأ المخلوط الإحصائي عندما يكون تحكمنا أقل من المتقن . يتركز الفارق الحاسم بين الوصف الكلاسيكى والوصف الميكانيكى الكمى في طبيعة الحالة النقية . وتبعاً للأفكار الكلاسيكية فإن حالة نقيه خاصية أن نتيجة كل قياس مفرد ممي الممكن التكهّن بها بالضبط . إذا ما عد عداد معين في تجربة مفردة معينة . فإنه سوف يعد بعد في كل تجربة قادمة بنفس القدر . وفي كل مرة يتم فيها إعادة التجربة تحدث انفس الأحداث التى تم حدوثها من قبل . بالنسبة لحالة نقيه لا يوجد انتشار إحصائي في أى من المتغيرات الفيزيائية .

أقر الفيزيائيون منذ زمن طويل ، وقبل تقديم ميكانيكا الكم بكثير ، بأنه لا يمكن عملياً التنبؤ بالأحداث في دنيانا العيانية بدقة غير محدودة . الضوضاء الحرارية وأنواع أخرى كثيرة من « الاضطرابات » التى لا يوجد لدينا تحكم فيها موجودة باستمرار . وفي الأوضاع العيانية تلك المسببات في اللاتيقنية في قيمة متغير فيزيائى تحق نهائياً اللاتيقنية الميكانيكية الكمية المميزة . اعتقاد الفيزيائيين الكلاسيكيين بأن الحالات النقية تتميز بالاختفاء الكامل للانتشار الإحصائي في المتغيرات لم يوضع أبداً تحت الاختبار الحاسم في الأوضاع العيانية ، وهذا يفسر سبب استمرار هذا الاعتقاد لأمد طويل .

٥٦ - الاعتراف بالطبيعة الاحتمالية لكل التنبؤات ، حتى في حالة المجموعة الإحصائية النقية ، كان خطوة هامة في تطوير النظريات الفيزيائية . وعندما نسترجع التاريخ المبكر لفيزياء الكم يمكننا

تقدير المصاعب الفكرية التي واجهت الفيزيائيين قبل عهور الوصف الاحتمالي . وقد كان اكتشاف أن الضوء يمكنه أن يظهر كلا من الخواص الموجبة والخواص الجسيمية اكتشافاً محيراً . هذه « الإزدواجية » ، كما عرفت في ذلك الحين ، من الممكن تفهمها بسهولة الآن تبعاً لما تدارسناه في الفصل الرابع ، ولكن في الأيام الأولى لفيزياء الكم كان الوضع مختلفاً . لم تستحوذ على تفكير أى شخص فكرة تأويل مربع السعة الموجبة بدلالة احتمالات ، وبدوذ هذه الفكرة ، وهى خروج جذرى عن الأفكار الكلاسيكية ، لا يمكن تفهم « إزدواجية » الضوء .

أن يوجد حد مبدئى لقدرتنا على تنبؤ أحداث مقبلة اعتبر بواسطة الكثير ، وخاصة من غير الفيزيائيين ذوى الفكر الفلسفى على أنه فكرة فائق التعمق والثورية . ومن حتمية الأمور ، أن كأ هائلا من الهراء قد تمت كتابته في هذا الصدد (وحول علاقة عدم التيقن) واستنتج المؤلفون كل أنواع الاستنتاجات التى يصعب تصورها أو تصديقها حول مغزى ميكانيكا الكم بالنسبة للعلاقات الانسانية بصفة عامة .

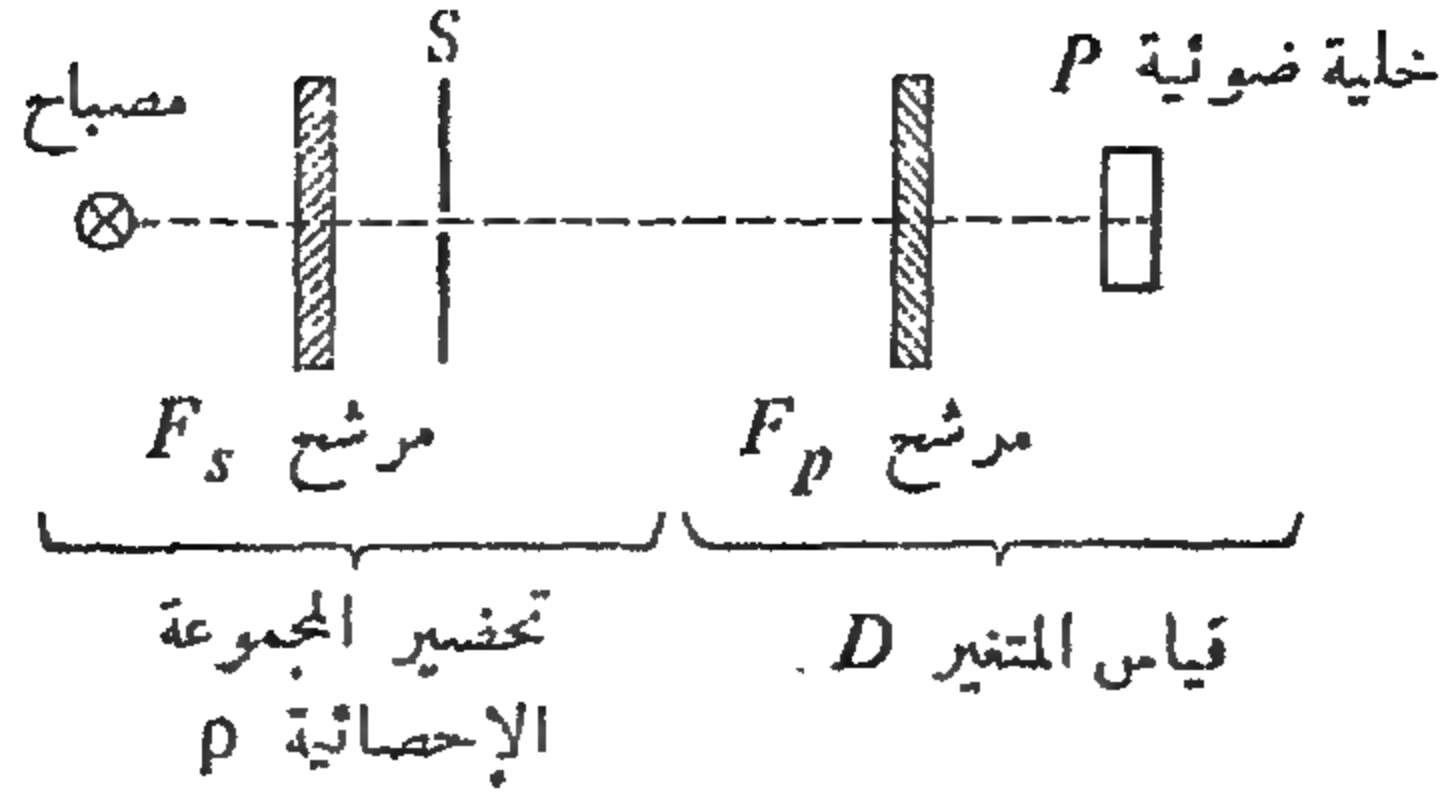
لا ينكر المؤلف بأن التساؤل عن التنبؤ مقابل عدم التنبؤ يعتبر من التساؤلات المشوقة من حيث المبدأ ، وبأنه موضوع شرعى للتأملات الفلسفية . على الرغم من ذلك ، فإن المؤلف يرغب في ذكر أن الفيزيائيين المحترفين الحاليين يبدوون وكأنهم يعطون اهتماماً ضئيلاً جداً لهذه المشكلة . لا يمكن للمؤلف استرجاع مناقشة مائدة غداء واحدة تم فيها ذكر هذه المشكلة .

(مناقشات مائدة الغداء تجوب فيما عدا ذلك بكل التساؤلات التى تشغل فكرة الفيزيائيين) . أنه ، في الحقيقة ، من الإنصاف أن نقول بأن الفيزيائيين يفكرون قليلاً جداً حول نظرية القياسات في ميكانيكا الكم ، فيما عدا تدريسهم لمقرر تمهيدى في الموضوع .

الضوء المستقطب وغير المستقطب

٥٧ - دراسة استقطاب الضوء من الممكن أن تعطينا مثالا دقيقاً للترقة بين حالة نقية وبين مخلوط إحصائى في نطاق ميكانيكا الكم . لتدبر الترتيب المعمل الموضح في شكل ٥٧ أ . فوتونات أحادية اللون تقريباً بتردد ω تمر من خلال مرشح استقطاب F_S ، وتخرج من المصدر من خلال الفتحة في الحائل K . عملية تحضير المجموعة الإحصائية إذن تحدث على يسار K . تدرس الفوتونات الخارجة بواسطة خلية ضوئية P ، مجلزة بمرشح استقطاب F_P والمرشح مع الخلية الضوئية يتم اعتبارها كجهاز قياسى واحد يوصف بالمتغير المداى D .

من الممكن بناء مرشحات استقطاب تعمل على درجة عالية جداً من الكمال ، ويكون لها إذن خاصية السماح بمرور موجات غير معاقة في حالة استقطاب محددة . لكنها تمتص الموجات التى تكون في حالة الاستقطاب العكسية . سوف نفترض بأن المرشحان F_P و F_S هما مرشحات استقطاب مثالية ، يمكننا اختيار خواصها بإرادتنا .



شكل ٥٧ أ شكل تخطيطي يبين تجربة بضوء مستقطب . المرشحان F_S و F_P يفترض بأنهما مرشحات استقطاب مثالية . (الضوء المار من خلال مرشح استقطاب مثالي يخرج في حالة استقطاب نقية معينة ، والمرشح يكون تام الشفافية بالنسبة لمثل هذا الضوء) .

رد فعل العداد P بالنسبة لفوتون فردى لا يمكن التنبؤ به بدقة إلا إذا كان المرشحان F_S و F_P يقابلان نفس الحالة (النقية) للاستقطاب .

٥٨ - افترض الآن بأننا نجعل المرشح F_S ليكون مرشحاً يسمح بمرور الموجات المستقطبة استقطاباً دائرياً - يسارياً : الفوتونات الخارجة إذن تكون من عناصر المجموعة الإحصائية ρ_L نعين أولاً معدل العد في حالة استبعاد المرشح F_P : سوف يعطينا ذلك عدد الفوتونات الخارجة في وحدة الزمن ، وبنى ذلك بفرض جعل نتائجنا عيارية . نفترض أن العداد P ذو كفاءة مائة في المائة بمعنى أنه يقوم بعد كل فوتون يصل إليه . نفترض أن معدل العد هو n فوتون لكل وحدة زمن .

نتدبر عدداً من المرشحات المختلفة F_P ، ولكل تألف من مرشح - عداد يقابله متغير عدادى D . المتوسط لـ D يعرف كالنسبة n'/n ، حيث n' هو معدل العد في وجود المرشح ، إذا كان F_P هو المرشح الذى يسمح فقط بمرور الضوء المستقطب دائرياً - يسارياً ، فالمتغير العدادى المقابل يرمز له بالرمز D_L وإذا سمح بمرور الضوء المستقطب دائرياً - يمينياً - فقط فترمز للمتغير العدادى المقابل بالرمز D_R ؛ إذا ما سمح بمرور الضوء المستقطب خطياً في الاتجاه x فإننا نرمز للمتغير العدادى بالرمز D_x ؛ فإذا ما سمح بمرور الضوء المستقطب خطياً في الاتجاه y فإننا نرمز للمتغير العدادى بالرمز D_y . أخيراً ، نتدبر مرشحات تسمح بمرور ضوء مستقطب خطياً في اتجاه الخط الذى ينصف الربع المحدد بمحور x الموجب ومحور y الموجب (متغير عدادى D_{45°) ، ومرشحات تسمح بمرور ضوء مستقطب خطياً في اتجاه عمودى على هذا النصف (متغير عدادى D_{135°) .

بالنسبة للمجموعة الإحصائية ρ_L نحصل على المتوسطات الآتية :

$$Av(D_L; \rho_L) = 1, \quad Av(D_R; \rho_L) = 0 \quad (٥٨ أ)$$

$$Av(D_x; \rho_L) = Av(D_y; \rho_L) = Av(D_{45^\circ}; \rho_L) = Av(D_{135^\circ}; \rho_L) = \frac{1}{2} \quad (٥٨ ب)$$

بالنسبة لهذه المجموعة الإحصائية فإن المتغيرين D_R و D_L يكونان معلومين تماماً ، على حين أننا في حالة جهل قصوى بالنسبة للمتغيرات الأربعة المتبقية . هل المجموعة الإحصائية ρ_L نقية ؟ ما يمينه هذا السؤال حقيقة هو : هل من الممكن جعلها أكثر نقاء ؟ الإجابة تكون بالنفي . إذا ما تطلبنا بأن يكون المتغيران D_R و D_L معروفان ولهما القيم المعطاة بالمعادلة (٥٨ أ) فإننا نعرف أن الفوتونات الخارجة من المصدر يجب أن تكون مستقطبة دائرياً - يسارياً بالتحديد . ولكن كل موجة مستقطبة دائرياً - يسارياً يمكن تحليلها إلى موجتين خطيتين الاستقطاب ، بسعات متساوية ، ومستقطبتين عمودياً لبعضهما البعض . إذا ما أدخلنا المرشح الذي يحذف إحدى المركبتين خطية للاستقطاب فإن شدة الموجة النافذة تكون نصف شدة الموجة الساقطة . متوسطات المتغيرات D_x ، D_y ، D_{45° و D_{135° يجب إذن بالضرورة أن تكون كما هو مقرر في المعادلة (٥٨ ب) . إذا ما جمعنا هذه النتيجة التجريبية عن المتوسطات مع النتيجة التجريبية بأن الفوتونات لا يمكن تقسيمها (في الطاقة) بواسطة مرشح الاستقطاب ، فإننا نستنتج الاستنتاج المحتم بأن أيّاً من المتغيرات D_x ، D_y ، D_{45° و D_{135° لا يمكن التنبؤ به بدقة في أية تجربة منفردة . في الحقيقة ، عدم التيقن حول تلك المتغيرات على درجة من الكبر كما يمكن أن يكون ، وذلك بالرغم من الحقيقة بأن المجموعة الإحصائية يجب اعتبارها كأنق مجموعة إحصائية ممكنة من الفوتونات المستقطبة دائرياً .

٥٩ - يجب أن يلاحظ القارئ بدقة بأن الاستنتاج يكون مختلفاً اختلافاً كلياً إذا ما تصرف الفوتونات في كل اعتبار مثل الأرتال الموجبة الكلاسيكية . في هذه الحالة يكون متوسط المتغير D_x معتمداً على حساسية المكشاف . إذا ما كانت الحساسية بحيث أن الطاقة المحمولة بنصف رتل موجي قد سجلت ، إذن فمعدل العد D_x يجب أن يكون مثل معدل العد لـ D_L بمعنى أن $Av(D_x; \rho_L) = 1$ على حين أن المعدل يكون صفراً إذا ما كانت الحساسية بحيث أن الطاقة المحمولة بنصف الرتل الموجي ليست بالكافية لإطلاق العداد . الفوتونات الحقيقية لا تتصرف مثل الأرتال الموجية الكلاسيكية : بصرف النظر عن نوعية المرشح الذي نضعه أمام العداد فإننا دائماً سنجد أن كل فوتون مسجل بواسطة العداد يحمل الطاقة $h\omega$

إذن لا يمكن التنبؤ برد فعل العدادات D_x ، D_y ، D_{45° و D_{135° في أي تجربة منفردة على المجموعة الإحصائية النقية ρ_L ، ولدينا هنا دليل قوي في صالح الاستنتاجات العامة المذكورة في البنود ٥١ - ٥٤ .

٦٠ - ماذا يحدث لو أننا أبعدنا المرشح F_p ؟ إذا ما افترضنا بأن « المصباح » جسم كروي التماثل لا يكون هناك اتجاه مفضل ، وكل حالة استقطاب تكون محتملة كأن حالة استقطاب أخرى . نقول بأن الضوء غير مستقطب . المجموعة الإحصائية المقابلة ρ_0 تكون أكثر المجاميع فوضى بالنسبة لدرجة التحرر الإستقطابية . وبصرف النظر عن طبيعة المرشح الإستقطابي المثالي F_p فإن معدل العد مع وجود المرشح سيكون نصف معدله في عدم وجود المرشح . نلاحظ إذن المتوسطات

$$Av(D_L; \rho_0) = Av(D_R; \rho_0) = \frac{1}{2} \quad (٦٠ أ)$$

$$Av(D_x; \rho_0) = Av(D_y; \rho_0) = Av(D_{45^\circ}; \rho_0) = Av(D_{135^\circ}; \rho_0) = \frac{1}{2} \quad (٦٠ ب)$$

نلاحظ أن المتوسطات في (٦٠ ب) تتوافق مع المتوسطات في (٥٨ ب) ، وإذن يكون لدينا معرفتنا بالمتغيرات الأربعة D_x ، D_y ، D_{45° و D_{135° بالنسبة للمجموعة الإحصائية ρ_L مماثلاً لذلك بالنسبة للمجموعة ρ_0 تختلف المجموعتان في مقدار المعلومات التي لدينا عن المتغيرين D_L و D_R بالنسبة لـ ρ_L عندما معرفة كاملة عن هذين المتغيرين على حين نعلم القليل الممكن عنها بالنسبة للمجموعة الإحصائية ρ_0 .

نتوقع إذن أن المجموعة ρ_0 يتحتم أن تكون مخلوطاً إحصائياً . لتبين ذلك بوضوح فإننا نأخذ في الاعتبار أولاً تجربة يسمح فيها المرشح F_s بمرور موجات مستقطبة استقطاباً دائرياً يمينياً فقط . دعنا نسم المجموعة الإحصائية المقابلة ρ_R متوسطات المجموعة الإحصائية إذن تعطى كالتالي

$$Av(D_L; \rho_R) = 0 \quad Av(D_R; \rho_R) = 1 \quad (٦٠ ج)$$

$$Av(D_x; \rho_R) = Av(D_y; \rho_R) = Av(D_{45^\circ}; \rho_R) = Av(D_{135^\circ}; \rho_R) = \frac{1}{2} \quad (٦٠ د)$$

كما ينبغي للقارئ أن يفحص بالتفصيل ، فإن المتوسطات الإحصائية بالنسبة للمجموعات ρ_0 ، ρ_R و ρ_L تكون بحيث يمكننا كتابة

$$\rho_0 = \frac{1}{2}\rho_L + \frac{1}{2}\rho_R \quad (٦٠ هـ)$$

بما يتماشى مع مناقشتنا في البند ٣٨ . يمكننا إذن اعتبار المجموعة الإحصائية الفوضوية ρ_0 كتراكب غير مترابط من اثنين من المجاميع النقية ρ_L و ρ_R

٦١ - يريد المؤلف أن يذكر بأنه قد شغل باله في صباه بالفرق بين الضوء المستقطب دائرياً والضوء غير المستقطب . ذكرت الكتب أن الضوء المستقطب عبارة عن خليط من الضوء المستقطب في اتجاهين متعامدين ، وذكرت الكتب أيضاً بأن الضوء المستقطب دائرياً هو تراكب من ضوء مستقطب في اتجاهين متعامدين . وقد اقترح المؤلف في النهاية بأنه بالنسبة للضوء المستقطب دائرياً يتم جمع سعتي المركبتين للاستقطاب الخطي أما بالنسبة للضوء غير المستقطب فيتم جمع شدة الضوء والضوء المستقطب دائرياً هو خليط مترابط من ضوء مستقطب في اتجاهين متعامدين ، في حين أن الضوء غير المستقطب هو خليط غير مترابط .

مراجع لدراسة اضافية

١ - من الملائم أن يستكمل القارئ الدراسات النظرية في هذا الفصل ببعض القراءات عن عدادات فعلية وما يتصل بها من أجهزة .

(١) فصل ٥ ، من D. Halliday; *Introductory Nuclear Physics*, (John Wiley and Sons, Inc., 1950)

مخصص لمناقشة استكشاف الجسيمات المشحونة والفوتونات كما تم دراسة أنواع مختلفة من العدادات، والأجهزة الإلكترونية المتصلة بها .

(ب) التحليل الإحصائي لنتائج العدادات تناقش بالمرجع السابق . انظر أيضاً

L. J. Rainwater and C. S. Wu : «Applications of Probability Theory to Nuclear Particle Detection», *Nucleonics* vol. 1, no. 2, p. 60, (1947) for a simple and clear discussion.

من أجل مناقشة مبسطة وواضحة .

G. D. Rochester and J. G. Wilson : *Cloud Chamber Photographs of the Cosmic Radiation* (Academic Press, Inc., New York, 1952).

من المفيد جداً الاطلاع على هذا الكتاب وصوره العديدة الممتعة .

(د) مناقشة تمهيدية لاستكشاف الجسيمات يتضمنها الفصل الثالث من

D. H. Frisch and A. M. Thorndike : *Elementary Particles* (D. van Nostrand Company, Inc., 1964).

(هـ) من أجل مجموعة من صور غرفة الفقاعة المجسمة ، انظر

Introduction to the Detection of Nuclear Particles in a Bubble Chamber (Prepared at the Lawrence Radiation Laboratory, The University of California, Berkeley). (The Ealing Press, 1964).

٢ - اهتم بالمقالات الآتية في

Scientific American magazine :

O. M. Eilaniuk, «Semiconductor Particle-Detectors», Oct. 1962, p. 78. (١)

G. B. Collins, «Scintillation Counters», Nov. 1953, p. 36. (ب)

G. K. O'Neill, «The Spark Chamber», Aug. 1962, p. 36. (ج)

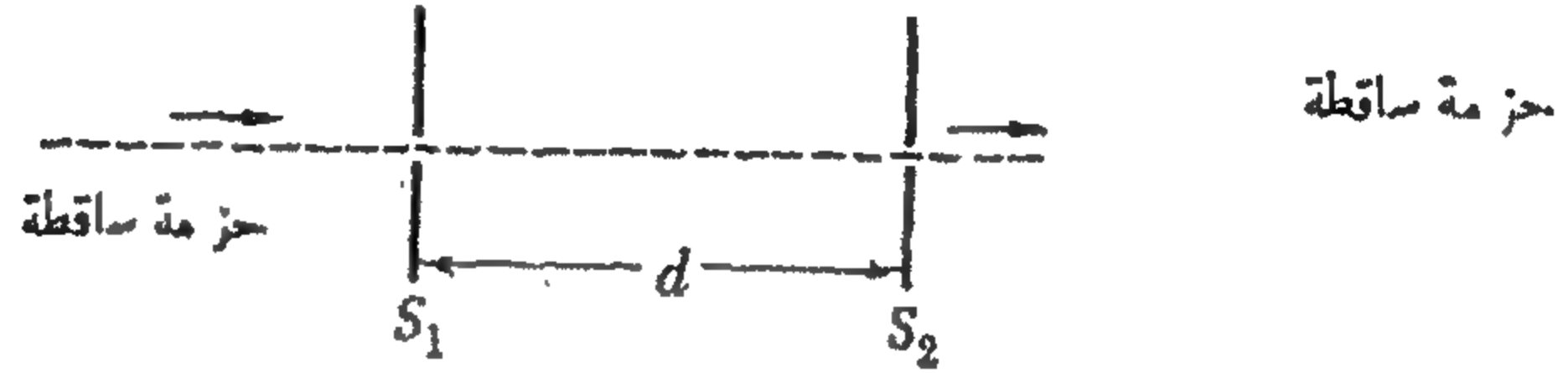
H. Yagoda, «The Tracks of Nuclear Particles», May 1956, p. 40. (د)

D. A. Glaser, «The Bubble Chamber», Feb. 1955, p. 46. (هـ)

D. E. Yount, «The Streamer Chamber», Oct. 1967, p. 38. (و)

مسائل :

١ - إحدى التجاذلات المحيية للذين يريدون رفض علاقة عدم التيقن تسترسل كالتالى . (انظر إلى الشكل المصاحب) . حزمة من إلكترونات أحادية الطاقة ، بكية تحرك p ، تسقط عمودياً على الحائل S_1 من جهة اليسار . بهذا الحائل ثقب دائرى بقطر قدره a على مسافة d على الحائل S_2 يوجد حائل آخر S_2 ، وبالمثل يوجد به ثقب دائرى بقطر قدره a . نفترض بأن الثقبين مصفوفين فى



يتعلق هذا الشكل بالمسألة رقم ١ ، والتى يجادل فيها المؤلف على نحو منطوق بأن علاقة عدم التيقن من الممكن أن تنهك إذا ما جعلنا الفتحات ضيقة والفاصل d كبير . يبدو إذن أن حاصل ضرب عدم التيقن فى كية التحرك المستعرضة مع عدم التيقن فى موضع المكان المستعرض للجسيم المار من خلال الفتحة الثانية من الممكن جعله بدرجة الصغر التى تروق لنا . ما هو الخطأ فى هذه الفكرة ؟

اتجاه الحزمة الساقطة . بعض من الإلكترونات التى تمر من خلال الثقب الأول يمكن أن تنحرف فى مسارها . ولكن بعضها سوف يستمر لكى يعبر من خلال الثقب الثانى . اعتبر إلكتروناتاً من التى مرت من خلال الثقب الثانى . عدم التيقن فى موضع مكانها المستعرض من رتبة العظم $\Delta x \cong a$. مقدار كية التحرك هو p ، كحل الحزمة الساقطة ، لأت الإلكترونات لا تفقد أو تكتسب طاقة خلال هذه التجربة . بما أننا نعلم بأن الإلكترون قد مر من خلال كلا الثقبين فيجب أن يكون مقدار عدم التيقن فى اتجاه كية التحرك أقل من ، أو يساوى ، $\Delta \theta = a/d$ ينتج عن ذلك أن عدم التيقن فى المركبة المستعرضة لكية التحرك للإلكترون تكون من رتبة العظم $\Delta p \cong (a/d)p$. إذن نحصل على

$$\Delta x \Delta p \cong \left(\frac{a}{d}\right) a p$$

لحاصل ضرب عدم التيقن فى الموضوع المستعرض للمكان وعدم التيقن فى كية التحرك المستعرضة . إذا جعلنا a صغيرة و d كبيرة من الممكن أن نجعل هذا المضروب صغيراً كما نريد ، وبذلك فإننا نتعارض مع علاقة عدم التيقن ، وهى واحدة من القواعد الأساسية لميكانيكا الكم .

هل يمكنك هدم هذا الجدل ؟ يجب أن تكون متأكداً من الملف سوف نرد على الجدل المضاد بما تسوقه من أدله .

المجادلة المذكورة عالية هي واحدة من مجادلات كثيرة قدمت ضد ميكانيكا الكم عن طريق علاقة عدم التيقن . يجب أن يكون واضحاً الآن بأنه لا توجد أية خطورة بأن تنتقض علاقة عدم التيقن بمثل هذا الجدل أو ما يشابهه ، ما دامت منطقيات الميكانيكا الموجبة مقبولة . فذلك لأنه من الممكن إثبات علاقة عدم التيقن على أساس من تلك المنطقيات ، من الممكن تقسيم « نقض » الميكانيكا الموجبة إلى فئتين :

- (أ) مجادلات تشمل التنكر لأفكار الميكانيكا الموجبة ، على الرغم من عدم ذكر ذلك دائماً بصراحة .
 (ب) مجادلات « متخيلة » ولكنها تعتمد على بعض أفكار الميكانيكا الموجبة .

وسوف يوضح تحليل فكرى دقيق طبيعة « النقض » الرفض القاطع لمبادئ الميكانيكا الموجبة لكى لا يمكن ، بالطبع ، معارضته على أساس منطق . ولكن من الممكن دائماً الاستعانة بالحقائق التجريبية : فسايرة « النقض » حتى نهايته المنطقية : يمكن أن يتعارض مع إحدى هذه الحقائق . فالمجادلات من الفئة (ب) خاطئة .

٢ - (١) نأخذ في الاعتبار تجربة مثالية يمر فيها ضوء ، أحادى اللون تقريباً طول موجته 6000 \AA من خلال حاجب عدسة فائق السرعة . نفترض بأن الحاجب يفتح ويغلق بطريقة دورية بحيث أن يظل الحاجب مفتوحاً لفترة زمنية قدرها 10^{-10} من الثانية ، وبعد ذلك يغلق لفترة زمنية قدرها 0.01 من الثانية خلال دورة . لن يصبح الضوء المار من خلال حاجب العدسة بعد ذلك أحادى اللون ، ولكن من المحتم أن يشمل اتساعاً معيناً في الطول الموجى .
 قدر قيمة التيقن في الطول الموجى بوحدات الأنجستروم .

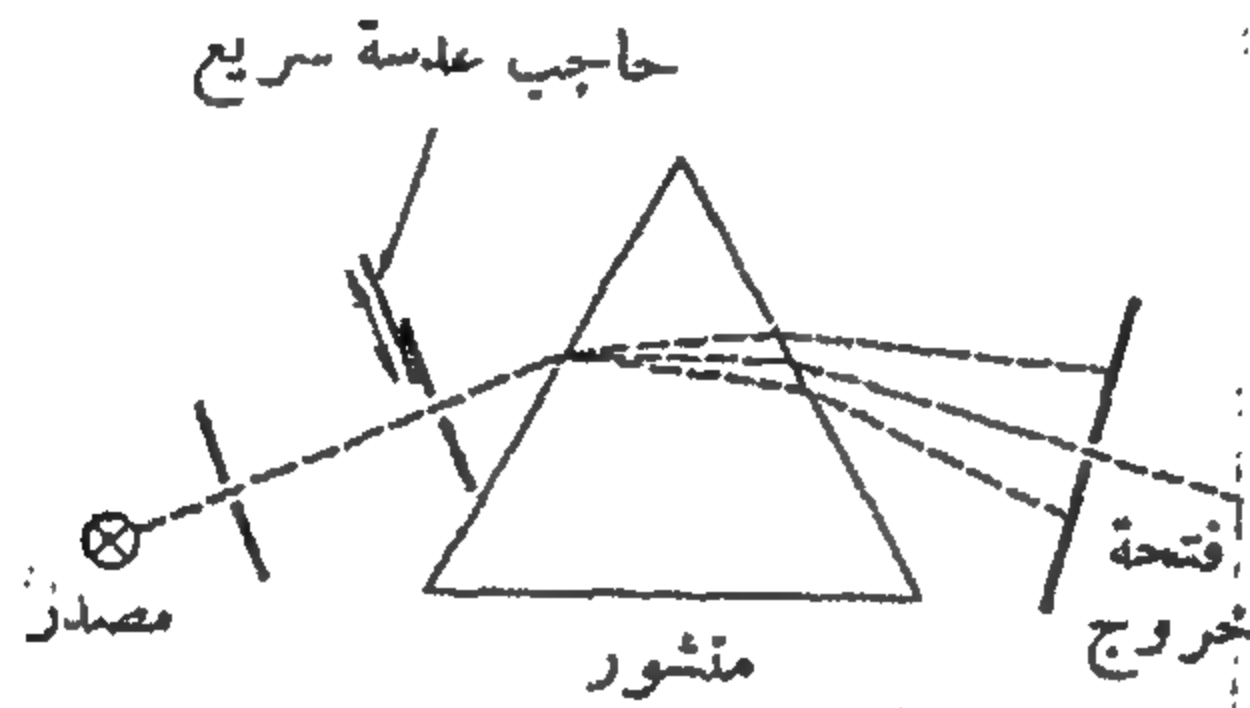
(ب) نسمح للضوء الخارج من حاجب العدسة بالمرور من خلال نبوبة طويلة مملوءة بثانى كبريتور الكربون . هذا الوسط مشتت للضوء ، وبالنسبة للطول الموجى المأخوذ في الاعتبار فإن تغير معامل الانكسار n مع الطول الموجى يعطى بالعلاقة

$$\frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} = -0.075$$

يمكن قياس سرعة النبضة الضوئية المارة من خلال الحاجب بواسطة حاجب آخر موضوع على مسافة معينة من الحاجب الأول ، ويفتح عند وقت لاحق بقليل . ما هى السرعة التى تنتشر بها النبضة فى ثانى كبريتور الكربون ؟

٣ - لدى المؤلف فكرة جديدة من أجل انتهاك مبدأ عدم التيقن : فى هذه الحالة علاقة عدم التيقن التى تجمع بين الزمن والتردد . التنظيم مبدئياً إلى درجة كبيرة فى الشكل المصاحب . يسقط ضوء أحادى اللون تقريباً من خلال الفتحة التى على اليسار والمجهزة بحاجب عدسة سريع إلى درجة كبيرة جداً . سوف لا نهتم هنا بالمصاعب التقنية الخالصة ، وعلى ذلك فسوف نفترض أن الحاجب يمكن فتحه لفترة اختيارية وقصيرة من الزمن ، وذلك للسماح بنبضة حادة التعديد إلى مرصعة الحليف والموضح رمزياً بالمنشور

في الشكل المصاحب . الضوء الداخل سوف لا يكون ، بالطبع ، أحادي اللون ، ولكن سوف يشتمل اتساعاً في التردد كما ناقشنا من قبل في المسألة رقم ٢ . بالرغم من ذلك يمكننا ، تجهيز مرسمة الطيف بفتحة خروج ضيقة مناسبة ، كما هو مبين على يمين الشكل المصاحب ، وعلى هذا فسيتم اختيار جزء من الضوء الساقط تقع أطوال موجاته في مدى ضيق للغاية . يمكننا جعل الضوء الخارج من فتحة الخروج أحادي اللون إلى درجة اختيارية عالية : يمكننا جعل عدم التيقن في التردد على درجة الصفر التي نريها . من جهة أخرى فإن أمد النبضة يمكن جعله على درجة الصفر التي نريها وذلك بمساعدة الحاجب . إذ يمكن أن يكون النبضة الخارجة من فتحة الخروج ذات أمد اختياري القصير ، وأن تكون ذات تردد اختياري التحديد ، فيما يتعارض مع ما تعلمه علينا علاقة عدم التيقن . هل يمكنك اكتشاف المغالطة المنطقية في هذه المجادلة ؟



يتعلق هذا الشكل بالمسألة رقم ٣ . يحاول المؤلف مرة ثانية إثبات علاقة عدم التيقن . يرمز المنشور إلى مرسمة الطيف . ذات قوة تحليل عالية جداً والتي تستعمل لاختيار مدى تردد ضيق للغاية بالنسبة للضوء النافذ . يتم التحكم في الضوء الساقط بواسطة حاجب عدسة سريع . يدعى المؤلف بمغالطة بأن النبضة الضوئية الخارجة من فتحة الخروج من الممكن اختيارياً تحديد كل من ترددها وزمنها بجودة عالية . ما الخطأ ؟

٤ - بالإشارة إلى مناقشتنا في البند ٢٩ ، نفترض أن درجة حرارة الفتيلا هي 1000°C ، ونفترض أن الجهد المعجل هو 10 فولت . عين الدقة الجزئية في كمية تحرك الإلكترونات الخارجة مع بمعنى ، قدر الكمية q/p_0 يكفي تقديراً تقريبياً ، اشرح أفكارك .

٥ - إذا ما أمكننا إنتاج حزم إلكترونية بطاقة منخفضة جداً يصبح من الممكن إجراء تجارب حيود إلكتروني « عيانية » . افترض أننا قد حاولنا إنتاج حزمة بكمية تحرك محدودة إلى درجة كبيرة ، وبطاقة متوسطة قدرها 0.01 eV ناقش الصعاب العملية التي يمكن أن نواجهها في هذه المحاولة . من الواضح أن فتيلا ساخناً مع إلكترونات معجل واحد لا يفي بالفرض ، ولكن ربما تكون هناك طرق أخرى من الممكن أن تفكر فيها . إذا كان الحال كذلك ، اذكر أفكارك ، وناقش جدواها التقنية .

٦ - اعتبر المخزوز المبين بالشكل الذي يوضح المسألة رقم ٥ في الفصل الخامس . افترض بأن المخزوز متناه في الطول ، وأنه يحتوي على N من الفيتحات . في هذه الحالة لا يكون المخزوز دورياً بدقة

التعبير ، ويرتب على ذلك أن الحزم الحائدة تبدى اتساعاً زاوياً . يمكننا أن نعبر عن الموضوع كالتالى :
 كمية التحرك الصغرى المميزة المنقولة إلى المحزوز لم تعد تساوى $2\pi/a$ بالصبط ، ولكن تحدد فقط فى
 مدى من عدم التيقن Δq . حاول أن تحصل على علاقة تجمع بين N و Δq أدر الشكل 90° وقارن بينه
 وبين الأشكال (ه ، أ ، ب ، ج ، د) فى الفصل الحالى : هذه المقارنة من الممكن أن تعطيك بعض
 الأفكار . استخدم نتيجتك فى استنتاج علاقة لعدم التيقن فى الزوايا التى ستخرج بها الأشعة الحائدة
 المختلفة .

٧- اعتبر حزمة من الضوء توشك أن تكون أحادية اللون خارجة من مصدر مستقر . المشكلة هى
 تعيين حالة الاستقطاب غير المعلومة لهذه الحزمة من خلال قياسات تجرى داخل « النطاق المعلى » .

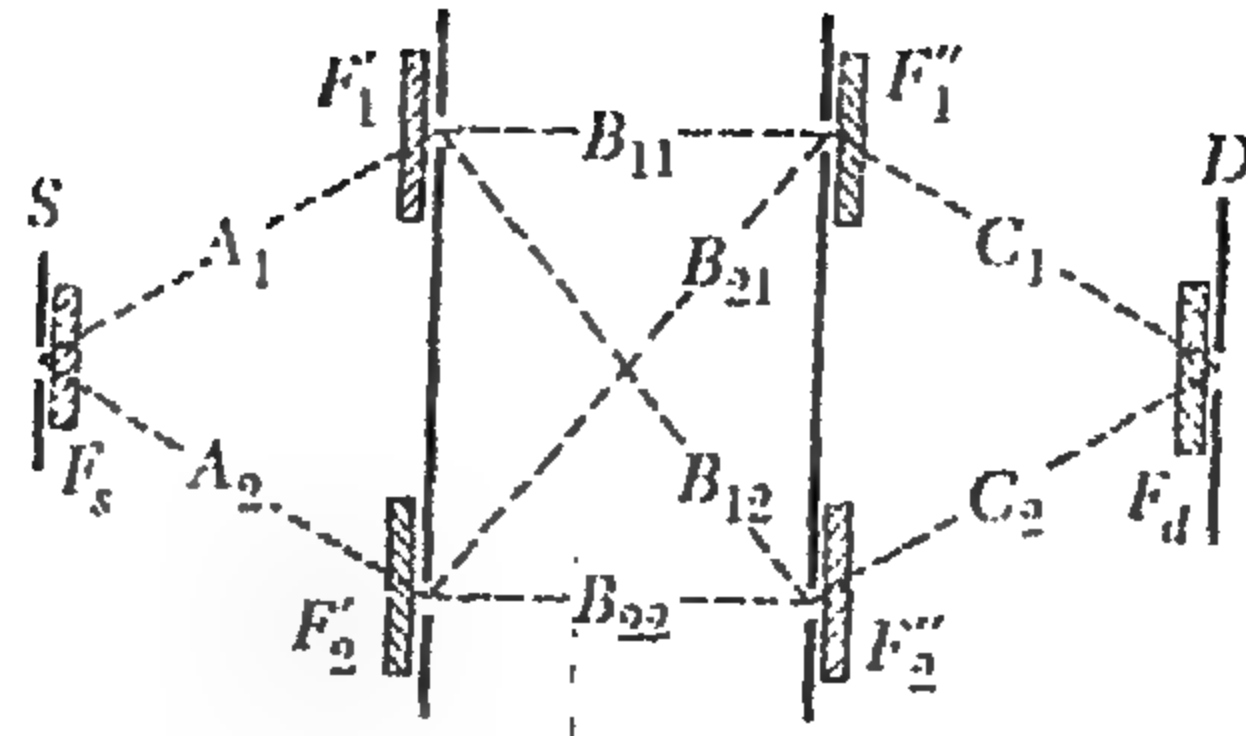
(١) تم إمدادك بمرشحات استقطاب مثالية وبمضاعف ضوئى إلكترونى . ما هو أقل عدد من قياسات
 الشدة التى يجب إجراؤها من أجل «تعيين الكامل لحالة استقطاب الحزمة ؟ اشرح الأساس
 الذى بنيت عليه استنتاجك المعلن .

(ب) افترض بأنك أعطيت مضاعفاً ضوئياً إلكترونياً ، وشريحتين متماثلتين من غشاء مستقطب (بولارويد)
 ولوحاً ربع موجى . كيف يمكنك تعيين حالة استقطاب الحزمة ، باستخدام الأجهزة التى تم
 ذكرها فقط ؟ فى هذه الحالة يتحتم عليك أذ تفترض بأن الغشاء المستقطب هو بمثابة مرشح
 استقطاب مثالى .

٨- يبين الشكل المصاحب تحسيناً على تجربة الفتحة الثنائية المزدوجة والتى تمت مناقشتها فى البنود
 ٤١ - ٤٣ . مرشحات استقطاب مثالية موضوعة (أو فى موضوعة) فى مواجهة الفتحات وفى
 مواجهة المصدر والمكشاف . نفترض بأن سمات الانتقال التى تمت مناقشتها فى البنود من ٤١ - ٤٣
 لا تعتمد على حالة الاستقطاب . ونفترض بأن المصدر الضوئى ينبعث منه ضوء غير مستقطب . استنتج
 علاقات ، مماثلة للعلاقة (٤٣ ب) ، عن الاحتمالات بأن الفوتون الداخلى من خلال الفتحة فى K سوف يمر
 من خلال الفتحة فى D ، وذلك بالنسبة للتوافيق المختلفة من مرشحات الاستقطاب والمدرجة بالجدول
 بأسفله .

F_s	F'_1	F'_2	F'_1	F'_2	F_d
abs	H	V	abs	abs	abs
LC	H	V	abs	abs	abs
LC	H	V	abs	abs	RC
LC	H	V	RC	LC	H
abs	H	abs	abs	H	abs

فى هذا الجدول تعنى "abs" بأن المرشح غير موجود ، وتعنى H مستقطباً أفقياً ، وتعنى V مستقطباً
 رأسياً ، وتعنى LC مستقطباً دائرياً يسارياً و RC مستقطباً دائرياً يمينياً .



يتعلق هذا الشكل بالمسألة رقم ٨ . ويوضح تحسيناً على تجربة الفتحة الثنائية المزدوجة المبينة في شكل (٤١ أ) . مرشحات استقطاب مثالية يمكن أن تغطي الفتحات المختلفة . المطلوب هو تعيين الاحتمال بأن فوتوناً داخل من خلال الفتحة في S سوف يخرج من خلال الفتحة في D وذلك لتوافق متعددة من المرشحات . الأرقام A_m ، B_{mn} و C_m هي سمات الانتقال في غياب المرشحات . نمتري بأن سمات الانتقال لا تعتمد على حالة الاستقطاب .

٤ - دعنا نتدبر الفرق بين عداد مثالي وعداد عملي . لسوء الحظ فإن العداد العملي سوف يسجل حتى إذا لم تحدث الحادثة التي تحت الدراسة . وفي بعض الأحيان سيفشل في التسجيل عندما يجب أن يفعل ذلك . معدل التسجيل عندما يكون المصدر مطلقاً يسمى بمعدل الخلفية أحد مصادر العدادات الخلفية هي الأشعة الكونية الدائمة الوجود . بالإضافة إلى ذلك ، إذا ما انفصلت حادثتين بفترة زمنية وجيزة جداً فإن رد فعل العداد العملي يكون بعدة واحدة فقط . نسمى أصغر زمن t_0 والذي تسجل بالنسبة له حادثتان وكأنهما حادثتان منفصلتان بزمن التحليل للعداد . من الممكن أن نعين زمن التحليل لعداد كالتالي . نحصل على مصدرين مشعين 1 و 2 . يمكن وضعهما في أماكن معينة وبحددة بمجاورة العداد . بحيث يعطيان نفس معدل العد في العداد . نفترض بأن N_0 هو معدل العد عند إزالة المصدرين . وأن N_1 هو معدل العد في وجود المصدر رقم 1 ، وأن N_2 هو معدل العد في وجود المصدر رقم 2 . N_{12} تمثل معدل العد عند وجود المصدرين معاً . نرتب الحال بحيث يكون N_{12} أصغر بكثير من $1/t_0$ ، وأن كان ليس مهملاً كنية بالنسبة لـ $1/t_0$ بالإضافة إلى ذلك نفترض بأن N_0 أصغر من كل من N_1 ، أو N_2 أو N_{12} . بين أنه في الإمكان تعيين t_0 من قياسات تلك المعدلات الأربعة . واستنتج علاقة لـ t_0 بدلالة N_0 ، N_1 ، N_2 و N_{12} . لاحظ أنه بالنسبة لعداد مثالي ، وفي حالة تلاشي الخلفية . يكون لدينا $N_{12} = N_1 + N_2$.

الفصل السابع

الميكانيكا الموجية لشرودينجر

٣٣٨	البندود من ١ إلى ١٨ : معادلة شرودينجر الموجية غير النسبية
٣٥١	١٩ إلى ٣٦ : بعض مسائل الحواجز البسيطة
٣٦٦	من ٣٧ إلى ٤٨ : نظرية إشعاع ألفا
٣٨١	من ٤٩ إلى ٥١ : موضوع متقدم : معايرة الدالة الموجية
٣٨٤	مراجع للدراسة إضافية
٣٨٥	مسائل

الفصل السابع

الميكانيكا الموجبة لشرودينجر

معادلة شرودينجر الموجبة غير النسبية

١ - سوف نوجه اهتمامنا الآن إلى نظرية ظواهرية (Phenomenological - theory) لعبت دوراً في غاية الأهمية في تطور فيزياء الكم. تلك هي نظرية معادلة شرودينجر، التي صيغت في البداية بواسطة إروين شرودينجر (Erwin Schrodinger) عام ١٩٢٦* وذلك بعد فترة وجيزة من اختراع هايزنبرج لميكانيكا المصفوفات. هاتان النظريتان كانتا أول صياغة كمية لبعض مبادئ ميكانيكا الكم.

نناقش نظرية شرودينجر في هذا الكتاب لأننا نريد رؤية كيفية تطبيق نظرية موجية في الممارسة، ونريد أن نرى أيضاً كيف يمكن فعلياً حساب نتائج في إطار مثل هذه النظرية. لقد اخترنا نظرية شرودينجر غير النسبية كثال لنظرية موجية لأنها، في اعتبارات كثيرة، نظرية سهلة على وجه الخصوص.

٢ - نظرية معادلة شرودينجر (في المفهوم المحدد جداً) مبنية على عدد من التقريرات العنيفة، فيها نذكر الإثنين التاليين:

- (أ) تهمل ظاهرتا تخليق وانعدام الجسيمات، وإذن في أي حالة فيزيائية معينة نفترض بأن كل نوع من الجسيمات يبقى ثابت العدد أثناء تطور الحالة مع الزمن.
- (ب) يفترض بأن كل السرعات المتعلقة بالموضوع صغيرة إلى الدرجة التي يكون فيها التقريب غير النسبي قائماً: أي أن الدراسة غير نسبية في كليتها.

نلاحظ بأن هذين الفرضين يعتبران تقريباً عنيفان لأننا نعلم من مشاهداتنا العملية، أن ظاهرتي تخليق وانعدام الجسيمات موجودتان في الطبيعة، ولأننا نعلم أيضاً بأن أية نظرية أساسية يجب أن تأخذ في الاعتبار حقائق النظرية النسبية الخاصة.

والافتراضان اللذان وضعناهما ليسا مستقلين عن بعضهما البعض. نأخذ في الاعتبار مثلاً، عملية يتصادم فيها جسيमान من نفس الكتلة مع بعضهما البعض بحيث تكون سرعة كل جسيم، في نظام مركز الكتلة، قريبة

E. Schrödinger, "Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen der Physik* 79, 361 (1926); 79, 489 (1926); 80, 437 (1926); 81, 109 (1926).

من سرعة الضوء . تحت تلك الظروف من الممكن توافر طاقة حركة كافية لتخليق جسيمات إضافية من نفس الكتلة ، أو ربما من كتل مختلفة . من جهة أخرى ، إذا ما كانت السرعات صغيرة ، وطاقة الحركة المتاحة صغيرة إذن بالتبعية ، فإن ظواهر التخليق لا يمكن أن تحدث : أنها ممنوعة بقانون حفظ الطاقة . يوجد استثناء شهير لهذا القول . بما أن كتلة الفوتون الساكنة تساوى صفراً ، فإن الفوتونات من الممكن دائماً أن تخلق أو تفنى (بمعنى ، الضوء من الممكن أن ينبعث أو يمتص) حتى إذا كانت كل الجسيمات الأخرى ذات الكتلة الساكنة غير المساوية للصفر تتحرك بسرعات غير نسبية . إذا ما تفهّمنا نظرية شرودينجر بمفهوم أوسع ، فيمكننا أن ندمج وصف امتصاص وانبعاث الضوء في النظرية . يجب إذن أن نعدل افتراضاتنا كالتالي :

• (أ) يفترض عدم حدوث تخليق وانعدام الجسيمات المادية ، في حين أنه من الممكن أن تنبعث أو تمتص الفوتونات .

• (ب) يفترض بأن الجسيمات المادية تتحرك بسرعات صغيرة وبذلك يمكن أن توصف لانسياً . الفوتون ، الذي لا يمكن أبداً وصفه لانسياً ، له معاملة خاصة .

يجب أن نذكر بأن هناك نظريات معادلات موجية « نسبية » لا ينطبق عليها فرضنا الثاني . تعد معادلة ديراك الشهيرة مثالا لتلك المعادلات . توجد أيضاً صورة « نسبية » لمعادلة شرودينجر . سوف لانتعرض بالمناقشة هنا لمثل هذه النظريات : عندما نتكلم عن معادلة شرودينجر فإننا نعني الترجمة اللانسية ، مبنية على افتراضاتنا المذكورة .

٣ - أشرنا إلى نظرية شرودينجر في الفقرة الأولى من هذا الفصل على أنها نظرية ظواهرية ويجب أن توصف على هذا النحو وذلك لأنه من الممكن بوضوح الإدراك بأن نظرية شرودينجر لا يمكن أن تدعى بكونها نظرية أساسية . لقد ذكرنا بعض أسباب كونها كذلك ، ونريد من القارئ بأن يتفهم هذه النقطة بوضوح . فإن نظرية معادلة شرودينجر ليست بصفة عامة نفس الشيء كنظرية ميكانيكا الكم .

ومع ذلك ، فإننا نريد أيضاً أن نقرر بصراحة بأن نظرية شرودينجر قد أثبتت كونها نظرية ناجحة للغاية عند تطبيقها على الذرات والجزيئات ، ولا يوجد شيء مما قيل يمكن تأويله على أنه تقليل من قيمة نظرية شرودينجر كتقريب مفيد .

٤ - قبل مناقشة معادلة شرودينجر نفسها ، دعنا نحاول فهم السبب في أن نظرية شرودينجر ، والتي تبنى على الفرضين المعلنين في البند الثاني ، يحالفها هذا النجاح الكبير عند تطبيقها على الذرات والجزيئات . السبب الرئيسي وراء ذلك هو القيمة « الصغيرة » لثابت التركيب الدقيق $1/137 \sim \alpha$.

لقد استخلصنا في الفصل الثاني أنه بسبب كون α أصغر من واحد ، فإن الذرات والجزيئات هي تركيبات من جسيمات تتحرك ببطء ويربط فيما بينها رباط غير محكم . لقد وجدنا ، بجانب أشياء أخرى ، بأنه إلى المدى الذي يحق لنا فيه الكلام عن سرعة الكترون في ذرة الهيدروجين فإن سرعته ستكون ذات قيمة حول $C/173 \sim \alpha C$

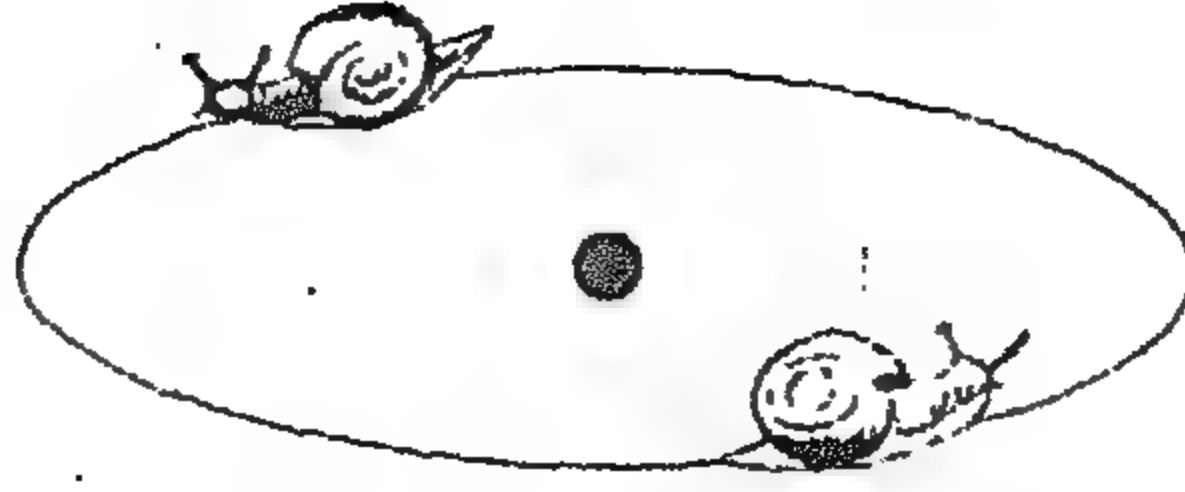


إيروين شرودينجر . ولد بفينا عام ١٨٨٧ ، وتوفي عام ١٩٦١ . درس شرودينجر الفيزياء بجامعة فيينا ، وحصل على درجته في عام ١٩١٠ . بعد إقامة قصيرة في شتوتجارت وبريسلو أصبح أستاذاً للفيزياء بزيوريخ . في عام ١٩٢٧ دعى إلى برلين كمخلف لبلانك . ترك شرودينجر ألمانيا في عام ١٩٣٣ ، وفي النهاية قبل عرضاً بوظيفة من معهد الدراسات المتقدمة بدبلن ، كدير لمدرسة المعهد للفيزياء النظرية . نال جائزة نوبل في عام ١٩٣٣ .

المقالات الأربعة لشرودينجر والتي تم ذكرها في بداية هذا الفصل تمثل إسهاماً بارزاً للفيزياء النظرية . في مدى وقت قصير جداً من اكتشافه للميكانيكا الموجية حدث تقدم هائل في الفيزياء الذرية . ولقد لعب شرودينجر نفسه دوراً كبيراً جداً ونشطاً في هذا التطور .

(الصورة بأذن من Physics Today)

وسيكون للدالكترونات الخارجية في ذرات أخرى نفس القدر من السرعة . وسوف تتحرك الأنوية في جزيء بسرعات أقل من هذه السرعة ، وعلى ذلك فإن الفرض الثاني الذي بنيت على أساسه نظرية شرودينجر يصبح إذن محققاً بدرجة معقولة جداً في عالم الذرات والجزيئات .



كل محاولات التمثيل التصويرى الواقعى للذرة تبوء بالفشل . تقترح هذه الصورة علينا شيئاً يمكننا رؤيته فعلياً بأعيننا . مع ذلك ، فتصرف الذرة يختلف اختلافاً كبيراً عن تصرف أى شيء عيانى مألوف من جهة أن الرؤية المباشرة غير ممكنة . هذا لا يمنعنا من تمثيل بعض سمات الذرة بواسطة صورة تماثل صورة تخطيطية من هذا النوع إلى حد ما التمثيل الكاريكاتورى للأنشطة الإنسانية المعقدة . إذا ما كانت الاصطلاحات المبنى على أساسها الصورة مفهومة بصفة عامة ، فسوف توصل الصورة الرسالة المقصودة منها .

التمثيل الحالى هو للذرة الهليوم ليس المقصود به أن يكون تافهاً . نذكر القارئ هنا بأن الألكترونات تتحرك ببطء في الذرات (الخفيفة) ، وذلك هو السبب في انطباق نظرية شرودينجر غير النسبية . هناك عرض آخر من الشكل . عندما يرى القارئ صورة الفروض أنها تمثل ذرة ، نواة أو جزيء ، فيجب عليه أن يتذكر نموذج ويكمان (Wichmann model) والملاحظات بعاليه عن التمثيل المصور .

هـ - فيما يختص بالافتراض الأول فإننا نوجه النظر إلى مناقشتنا العامة في الفصل الثانى عن طاقات الانتقالات المميزة في فيزياء الذرات والجزيئات . الطاقات المميزة للربط الجزيئى والانتقالات الضوئية التى تبلغ قيمها حوالى من $10 \text{ eV} - 1$. وأعلى الطاقات التى تخص التركيب الذرى هى طاقات أشعة X المنبعثة من العناصر الثقيلة ، ولا تمتدى تلك الطاقات 100 KeV .

وشتان الفرق بين تلك الطاقات و طاقة السكون للألكترون وهى 0.5 MeV . لا توجد دقائق أخف من الألكترون (فيما عدا الفوتون ، وهو الذى اتفقنا على أن يتم التعامل معه بطريقة مختلفة) ، ولا يمكن أن يخلق الألكترون على حده في عملية كهرومغناطيسية ولكن بالتزامن مع بوزيترون . يحتاج تخليق زوج إلى طاقة مقدارها مليون إلكترون فولت ، وهى أكبر كثيراً من الطاقات المتداولة في الفيزياء الذرية والجزيئية . (من المحتمل أن يعترض القارئ بأن النيوتريونات ، والتى لها طاقة سكون مساوية للصفر ، هى حتماً أخف من الألكترونات . على الرغم من ذلك ، فإن النيوتريونات تتفاعل تبادلياً بضعف شديد فقط مع دقائق أخرى وبالمقارنة مع التفاعلات التبادلية الكهرومغناطيسية يمكن اعتبار التفاعلات التبادلية للنيوتريونات وكأنها مهمة نهائياً . من الممكن أن نفعل وجود النيوتريونات بالنسبة للفيزياء الذرية والجزيئية) .

٦ - الكهرديناميكا الكمية ، وهي مثال خاص لما يسمى بنظرية المجال الكمية قد تدعى كونها النظرية « الصحيحة » للذرات والجزيئات . يمكن اعتبار تطبيق نظرية شرودينجر في هذا الحقل ، التقريب الأول للنظرية « الصحيحة » . إذا ما قارنا توقعات الكهرديناميكا الكمية مع توقعات نظرية شرودينجر فن الممكن أن ندرس بوضوح الدقة في النظرية الأخيرة . النتيجة العامة هي أن المظاهر الأساسية للتركيب الذري والجزيئي تفسر بطريقة سليمة بواسطة نظرية شرودينجر . من الممكن أن نعبّر عن ذلك رياضياً كما يلي . الكثير من التعبيرات النظرية لمقادير ذرية وجزيئية ، مثل طاقات حالات الاستقرار ، الأطوال الموجية للمخطوط المنبعثة ، أزمنة الحياة للحالات المثارة ، البارامترات الهندسية للجزيئات ، الخ ، من الممكن فكها بقوى ثابت التركيب الدقيق α . في تلك المفكوكات تعطى نظرية شرودينجر الحد المتقدم بصورة صحيحة . أما الحدود ذات الرتب الأعلى فن الممكن اعتبارها « كتصويبات نسبية » . بصفة عامة فتلك التصويبات صغيرة بسبب صغر α .

٧ - دعنا الآن نحاول صياغة نظرية شرودينجر بالنسبة لوضع فيزيائي بسيط جداً ، بمعنى حركة دقيقة ، مثلاً الكترون ، في مجال قوة خارجية . نظرية شرودينجر هي بالتأكيد أكثر عمومية كثيراً عن ذلك ، ومن الممكن استخدامها في وصف الحركة لأي عدد من دقائق تتفاعل تفاعلاً تبادلياً مع بعضها البعض . بالرغم من ذلك فلكي نتفهم الملامح العامة لهذه النظرية فيجب علينا أن نبدأ بأبسط الأوضاع الفيزيائية .

دعنا أولاً نأخذ في الاعتبار حالة أبسط من ذلك ، بمعنى حالة دقيقة مفردة تتحرك في غياب أي قوى خارجية : في هذه الحالة نتكلم عن دقيقة حرة . تشمل نظرية شرودينجر معادلة موجية ، تعرف بمعادلة شرودينجر ، تصف موجات دي برولي المصاحبة للدقيقة في البند ٣٧ ، من الفصل الخامس ، استنتجنا بالفعل مثل هذه المعادلة الموجية ، بمعنى معادلة كلاين - جوردون . هذه المعادلة غير متغيرة طبقاً لنظريته النسبية ، وهي صحيحة بصرف النظر عن كون الدقيقة متحركة ببطء أو بسرعة ، ولها نفس الشكل في أي مناط إسناد قصور ذاتي . نرغب الآن في تعديل هذه المعادلة طبقاً للمبادئ التي بنيت عليها نظرية شرودينجر ، والذي يعنى بأننا نرغب في إجراء تقريب غير نسبي . بالإضافة إلى ذلك ، فسوف نعطي الدالة الموجية $\psi(x, t)$ ، والتي تصف موجة دي برولي تفسيراً فيزيائياً محدداً .

٨ - في الفصل الخامس قنا بالفعل بإعطاء تفسيراً مرتجلاً للدالة الموجية : « من الأكثر احتمالاً أن توجد الدقيقة في تلك المناطق من الفراغ التي تكون فيها السعة $\psi(x, t)$ كبيرة . » سوف نقوم الآن بافتراض محدد والذي من خلاله سوف تصبح هذه الفكرة دقيقة .

دالة شرودينجر الموجية $\psi(x, t)$ ، بمعنى ، سعة موجة دي برولي في نظرية شرودينجر ، تصف التوزيع الاحتمالي للدقيقة في الفراغ والزمن ، كما يلي . إذا ما حاولنا تعيين موضع مكان الدقيقة ، من خلال قياس موقعها عند لحظة الزمن t فإن الاحتمال بأن نجد الدقيقة في جزء صغير من الحجم $d^3(x)$ تحوى النقطة x يتناسب مع $|\psi(x, t)|^2 d^3(x)$. الكثافة الاحتمالية إذن تتناسب مع التربيع المطلق للدالة الموجية .

هذا الافتراض أساسى ويعتبر مميّزاً لنظرية شرودينجر . إذا ما أردنا إجراء حسابات دقيقة فننطلق من أن نعطي بعض التفسيرات للدالة الموجية ، ويكون التفسير الاحتمالى الذى قننا بصياغته فيما سبق ملائماً وجلياً فيزيائياً . هذه الفكرة المتعمقة والمهمة قدمت أول ما قدمت بواسطة ماكس بورن * (Mox Born) .



ماكس بورن . ولد فى عام ١٨٨٢ فى مدينة برسلو بألمانيا (الآن ضمن بولندا) . درس بورن أولا الرياضيات فى برسلو . هيدلبرج ، زيوريخ وجوتنجن ، ولكنه توجه فى وقت لاحق إلى دراسة الفيزياء . فى عام ١٩٢١ عين أستاذاً للطبيعة النظرية فى جامعة جوتنجن . ترك بورن ألمانيا فى عام ١٩٣٣ ، وبعد ثلاث سنوات قضاه فى كبريدج عين أستاذاً للفلسفة الطبيعية بجامعة أدنبره بعد تقاعده فى عام ١٩٥٣ عاد إلى ألمانيا . منح جائزة نوبل فى عام ١٩٥٤ .

قدم بورن مساهمات بارزة فى تطور كل من ميكانيكا المصفوفات والميكانيكا الموجية ، بالإضافة إلى مجالات أخرى من الفيزياء . تفسيره الإحصائى لميكانيكا الكم تجدد الإشارة إلى وجه الخصوص . لقد كانت خطوة أساسية من الواجب اتخاذها قبل أن تصبح النظرية حقيقة من الممكن تفسيرها فيزيائياً بطريقة ثابتة . (الصورة بأذن من *Physics Today*) .

M. Born, "Quantenmechanik der Stossvorgänge," *Zeitschrift für Physik* 38, 803 (1926). *

٩ - دالة شرودينجر الموجية هي دالة مركبة القيمة تعتمد على المكان والزمن وهي تحقق معادلة شرودينجر (المعطية) والتي سنكتبها حالا . تناظر كل دالة موجية محددة حالة حركة محددة للجسيم . سنلاحظ الآن بأنه إذا ما كانت $\psi(x, t)$ دالة موجية ممكنة ، فتكون الدالة $\psi_1(x, t) = e^{i\theta} \psi(x, t)$ ممكنة ، حيث () تمثل أى ثابت حقيقى . بالإضافة إلى ذلك ، وهو أمر ذو أهمية قصوى ، فإن توزيعات الاحتمالات المحددة بواسطة ψ وبواسطة ψ_1 تكون متماثلة . هذا يبنى بأن الدالتين الموجيتين $\psi(x, t)$ و $\psi_1(x, t)$ تصفان نفس حالة الحركة للجسيم ويمكن التعبير عن ذلك فيما يلى : تصف كل دالة موجية حالة وحيدة من حركة الجسيم . والعكس ليس بصحيح : حالة حركة معينة للجسيم تحدد دالة شرودينجر الموجية فقط فى حدود معامل ثابت مركب مربعة المطلق مساو للوحدة بمعنى ، فقط فى حدود عامل مركب ذو قيمة مطلقة تساوى الوحدة . الوحدة . إذا ما اختلفت الدالتان موجيتان يمثل هذا المعامل فإنهما تناظران نفس الحالة الفيزيائية .

١٠ - دع كتلة الجسيم تساوى m . نأخذ فى الاعتبار موجة مستوية بكمية تحرك p . طاقة الجسيم تعطى إذن بالعلاقة ** :

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2} \quad (١٠ أ)$$

دعنا الآن نطبق التقريب اللانسبى الذى نفترض فيه بأن سرعة الجسيم تقل كثيراً جداً عن سرعة الضوء . هذا يعنى بأن الحد $(cp)^2$ فى المعادلة (١٠ أ) يكون صغيراً جداً بالمقارنة بالحد $(mc^2)^2$ ، وعلى ذلك فيمكننا فك الجذر التربيعى فى (١٠ أ) مع الإبقاء على الحدين الأولين فقط :

$$E \cong mc^2 + \frac{p^2}{2m} \quad (١٠ ب)$$

الحد الأول فى (١٠ ب) هو طاقة السكون للجسيم ، أما الحد الثانى فيمثل التعبير اللانسبى لطاقة الحركة للجسيم .

دالة دى برولى المناظرة ، والتي سنرمز لها بواسطة $\psi_B(x, t)$ ، تعطى إذن تقريباً كالتالى :

$$\psi_B(x, t) = \exp\left(\frac{ix \cdot p}{\hbar} - \frac{itp^2}{2m\hbar}\right) \exp\left(-\frac{itmc^2}{\hbar}\right) \quad (١٠ ج)$$

لقد كتبنا الدالة الموجية لحاصل ضرب لعاملين . الأول منهما سوف نرمز له بـ $\psi_S(x, t)$:

$$\psi_S(x, t) = \exp\left(\frac{ix \cdot p}{\hbar} - \frac{itp^2}{2m\hbar}\right) \quad (١٠ د)$$

** نستخدم نظام MKS أو csg للوحدات فى هذا الفصل .

وبذلك نحصل على

$$\psi_B(x,t) = \psi_S(x,t) \exp \left(-\frac{itmc^2}{\hbar} \right) \quad (١٠ هـ)$$

وإذن

$$|\psi_B(x,t)|^2 = |\psi_S(x,t)|^2 \quad (١٠ و)$$

وكما نرى من المعادلة (١٠ و) فإن الدلتين الموجيتين ψ_S و ψ_B تختلفان فقط بعامل مركب له عامل قيمته الوحدة ولا يعتمد هذا العامل على حالة الحركة للجسيم ، بمعنى ، أنه لا يعتمد على p . التربيعات المطلقة للدالتين الموجيتين متماثلة في كل مكان وعند كل الأزمنة . لوصف توزيع الاحتمال للجسيم يمكننا استخدام الدالة الموجية ψ_S وذلك يكافئ بالضبط استخدامنا لدالة دي برولي « الصحيحة » ψ_B . ذلك ما يتم بالضبط في نظرية شرودينجر ، وتؤخذ ψ_S ، كما تعطىها المعادلة (١٠ د) ، على كونها دالة شرودينجر الموجية والتي تصف جسماً حراً يتحرك بكمية التحرك الصغيرة p . هذا الاصطلاح هو بالكامل شيء لسهولة استخدامه ؛ لماذا نبقى على العامل $\exp (-itmc^2/\hbar)$ في تسلسل حساباتنا بالرغم من أنه لا يحمل أى « تأثير فيزيائى » فى النهاية ؟

١١ - موجة شرودينجرية اختيارية يمكن الحصول عليها كتركيب لموجات شرودينجرية مستوية من النوع (١٠ د) . للحصول على المعادلة الموجية التي تحققها كل الموجات الشرودينجرية فإننا نتبع الطريقة التي اتبعت في البند ٣٧ من الفصل الخامس . بتغيير آخر ، نحصل على أبسط معادلة موجية خطية والتي تحقق بكل دالة موجية مستوية . الاستنتاج يماثل تماماً مناقشتنا في الفصل الخامس ونحصل على

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) \quad (١١ أ)$$

حيث تركنا الرمز السفلى K من الدالة الموجية : من الآن فصاعد سوف نتعامل فقط مع دالة شرودينجر الموجية $\psi_S(x,t) \sim (x,t)$ والرمز السفلى إذن يصبح زائداً عن المرغوب فيه .

المعادلة (١١ أ) هي معادلة شرودينجر الموجية لجسيم طليق الحركة . تصف المعادلة حركة مثل هذا الجسيم في التقريب اللانسي . بمقارنة (١١ أ) مع المعادلة النسبية (٣٧ هـ) في الفصل الخامس نلاحظ أن (١١ أ) تحتوى فقط على التفاضل الأول بالنسبة للزمن . بالإضافة إلى ذلك ، فإن سرعة الضوء لا تظهر في المعادلة (١١ أ) وذلك يتماشى مع الطبيعة اللانسبية لنظرية شرودينجر .

١٢ - نأخذ في الاعتبار الحل (١١ د) لمعادلة شرودينجر (١١ أ) وهو عبارة عن موجة مستوية . سرعة الطور v_f' للموجة هو

$$\omega = \frac{p^2}{2m\hbar}, \quad k = \frac{p}{\hbar} \quad \text{حيث} \quad v_f' = \frac{\omega}{k} = \frac{p}{2m} \quad (١٢ أ)$$

من جهة أخرى ، سرعة الطور v_r لموجة دي بروي المغطاة (في التقريب اللانسي) في (١٠ ج) هي ،

$$v_r \cong \frac{mc^2}{p} + \frac{p}{2m} \quad (١٢ ب)$$

. من المحتمل أن ينزعج القارىء من حقيقة الأمر بأن سرعتي الطور v_r و v_r' ليستا متساويتين ، على الرغم من أن نوعي الموجات ψ_B و ψ_S يفترض أنهما يصفان بالضبط نفس الوضع الفيزيائي . على الرغم من ذلك ، فلا يوجد سبب للانزعاج : فسرعة الطور ليست نفس الشيء كسرعة الجسم ، ولاتناظر أى شيء يمكن ملاحظته مباشرة . سرعة المجموعة v على الوجه الآخر ، تعطى بالعلاقة

$$\frac{1}{v} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{m}{p} \quad (١٢ ج)$$

بالنسبة لموجة شرودينجر ، وهذه السرعة تساوى بالفعل سرعة الجسم كما يجب أن تكون لقد بينا من قبل ، في الفصل الخامس ، أن سرعة المجموعة بالنسبة لموجة دي بروي تساوى أيضاً سرعة الجسم ، وعلى ذلك فإن نوعي الموجتين ينتشران بنفس سرعات المجموعة .

١٣ - دعنا نحاول أن نخطط خطوة أخرى بأن نأخذ في الاعتبار حركة جسم في مجال قوة خارجية ناشئة عن جهد . سوف نرسم إلى طاقة الوضع للجسم بالرمز $V(x)$: الجهد دالة من موضع المكان وليس للزمن .

من المحتمل أن تساور القارىء بعض الشكوك بالنسبة لفكرة إدخال الجهد في ميكانيكا الكم لوصف القوى المؤثرة على جسم . بالطبع ، فإن القوى المؤثرة على جسم تكون ناتجة عن وجود جسيمات أخرى ، ويقتضى التوافق أن توصف تلك الجسيمات بدلالة ميكانيكا الكم أيضاً . كل الجسيمات في حالة فيزيائية معينة يجب أن توصف كموجات ، وعلى ذلك فإن النظرية الأساسية للتفاعلات المتبادلة يجب أن تكون نظرية تصف التفاعلات المتبادلة بين موجات دي بروي . لتلك الجسيمات . نظرية المجالات الكمية هي نظرية يتم فيها محاولة تطبيق مثل هذا الوصف الأساسي . تبعاً لتلك النظرية فإن موجة دي بروي التي تصف إلكترون تتفاعل تفاعلاً تبادلياً مع المجال الكهرمغناطيسي الكمي ، ومن الممكن لهذا المجال بدوره أن يتفاعل تفاعلاً تبادلياً مع موجة دي بروي التي تصف بروتون . ينشأ التفاعل التبادلي الكهرمغناطيسي بين الإلكترون وبروتون إذن بطريقة غير مباشرة ، يتم التفاعل بواسطة المجال الكهرمغناطيسي الكمي . نعبّر عن ذلك بالقول بأن التفاعل التبادلي ينشأ من خلال تبادل للفوتونات . (هذا شكل ظريف للكلام) .

على الرغم من ذلك ، فإننا نعمل في هذا الفصل في نطاق التقريبات المميزة لنظرية شرودينجر : أننا لانتعامل مع نظرية أساسية ولكن مع نظرية ظواهرية . إننا نهتم فقط بحركة جسم مفرد ، وعلى ذلك فإنه من المعتاد أن نحاول تمثيل كل الجسيمات الأخرى بواسطة جهد مؤثر $V(x)$ ، وبالإضافة إلى ذلك فإنه من المعتاد أن نستشير بالتقريب الكلاسيكي في اختيار هذا الجهد .

يكون التبرير في إدخال دالة جهدية جلياً بصفة خاصة إذا ما اعتبرنا حركة جسم مشحون في مجال كهربي عياني ، معرف بواسطة عدد من الموصلات موصلة لبطاريات . نعلم بأنه يمكننا في هذه الحالة وصف حركة

الكثرون إلى درجة عالية من الدقة في نطاق النظرية الكلاسيكية ، وطبيعة المسارات تحدد بواسطة الجهد الكهرستاتي المحدد بنظام الموصلات . على الرغم من ذلك ، يجب أن يكون واضحاً بديهياً بأن التأثير المحصل لكل هذه « التبادلات الفوتونية » يمكن وصفه بدلالة جهد كهرستاتي يتأثر به الألكترون في الفراغ .

١٤ -

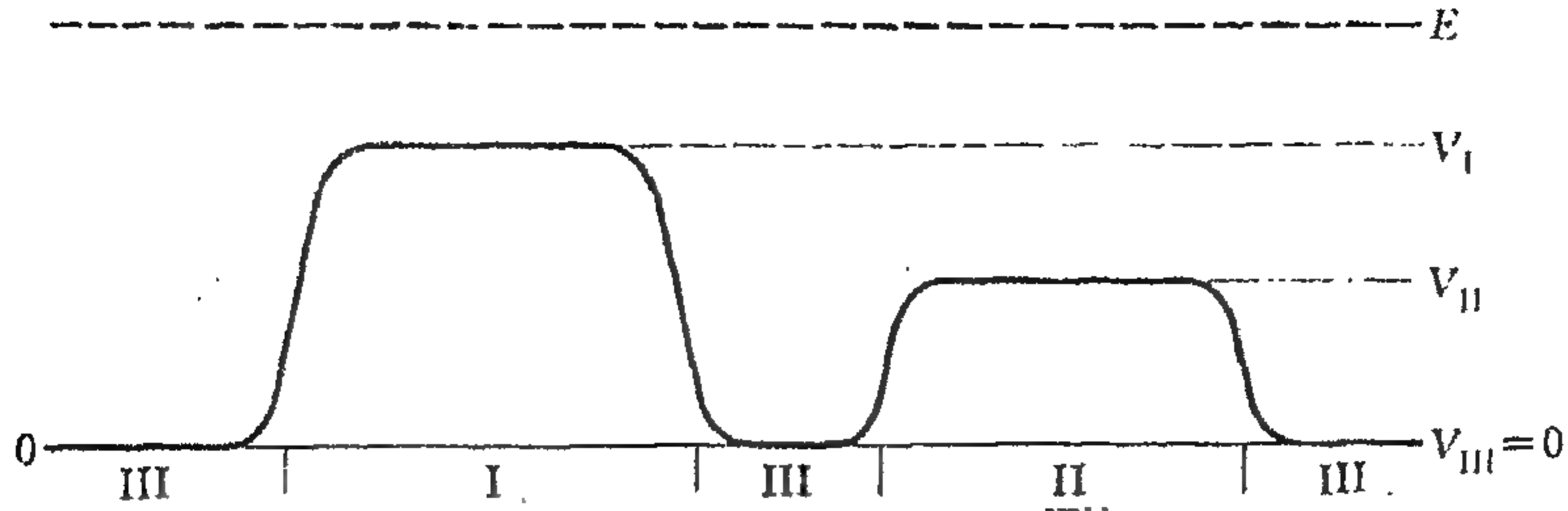
تعتبر فكرة إدخال دالة جهد مؤثر في نظرية شرودينجر من وجهات كثيرة مماثلة تماماً لإدخال دالة جهد مؤثر في نظرية شرودينجر . نعلم جيداً بأن الزجاج يعتبر مادة غير متجانسة على المقياس المجهرى ، لكنه مكون من ذرات . إذا ما أردنا وصف انتشار موجة ضوئية (فوتون) خلال الزجاج بطريقة مبدئية فيجب علينا إذن أن نأخذ في الاعتبار التفاعل المتبادل للموجة الضوئية مع كل الذرات المكونة للزجاج ككل . من ناحية أخرى ، إذا ما ارتضينا بوصف ظواهرى عن كيفية انتشار الضوء خلال الزجاج ككل (والذي من الممكن أن يكون من مكونات نظام ضوئى) فن الممكن إذن وصف تأثير كل التفاعلات المتبادلة المبدئية بواسطة معامل انكسار مؤثر . وكما قلنا فيوجد تماثل مؤكد بين معامل الانكسار وبين الجهد في نظرية شرودينجر ، وسوف يساعد في تفهم نظرية شرودينجر إبقاء هذا التماثل في خلفيتنا من التفكير . يجب أن نتذكر أيضاً أن وصف الخواص الكهرومغناطيسية لجسم صلب من خلال معامل الانكسار له حدود . بالمثل توجد أوضاع فيزيائية لا يمكن أن توصف فيها التفاعلات المتبادلة بين الجسيمات الأولية بواسطة دالة جهدية تكون الدالة الجهدية ذات معنى فقط في تلك الحالات الفيزيائية التي يتحقق فيها الافتراضات الأساسية لنظرية شرودينجر .

١٥ - نعتبر الآن وضعاً يوجد فيه منطقة محددة من الفراغ ، المنطقة I ، التي تساوى فيها طاقة الوضع للجسم المقدار V_I . لنفرض وجود منطقة أخرى محددة ، المنطقة II تكون فيها طاقة الوضع V_{II} . بالإضافة إلى ذلك ، دعنا نفترض بأن طاقة الوضع تتضاءل بسرعة إلى الصفر عند حدود تلك المناطق . نسمى ماينخرج عن ذلك بالمنطقة III ، على ذلك فإننا نفترض بأن $V_{III} = 0$. يبين الشكل ١٥ أ الوضع تخليطياً ، حيث الخطوط المتصلة الثقيلة تمثل الجهد كدالة لموضع المكان .

نفترض الآن بأن جسيماً بطاقة كلية غير نسبية E يتحرك في هذا المجال من جهد القوة . بما أن اعتباراتنا غير نسبية فإن E تمثل حاصل جمع طاقتي الحركة والوضع للجسيم ، ولا تشتمل الآن على طاقة السكون mc^2 . تبدأ الميكانيكا الكلاسيكية فإن طاقة الحركة للجسيم تكون إذن E في المنطقة III ، $(E - V_I)$ في المنطقة I و $(E - V_{II})$ في المنطقة II . ترتبط طاقة الحركة E_{kin} ، بكية التحرك p للجسيم من خلال العلاقة

$$E_{kin} = \frac{p^2}{2m} \quad (1.15)$$

تمثل الطاقة الكلية بالخط المتقطع في الشكل (١٥ أ) . نفترض في الوقت الحالى بأن الطاقة الكلية أكبر في كل مكان من طاقة الوضع .



شكل ١٥ أ « نستنبط » معادلة شرودينجر أولاً بإيجاد المعادلات التي تحققها موجة بطريقة معقولة في المناطق I ، II ، و III وخلال كل منها يكون الجهد ثابتاً يمكننا بسهولة أن نرى بأن المعادلات (١٦ ج) ، (١٦ هـ) و (١٦ و) يجب أن تتحقق وبعد ذلك ، ندمج تلك المعادلات عن طريق التحايل إلى المعادلة المفردة (١٧ أ) والتي هي معادلة شرودينجر . يمثل الجهد في هذا الشكل بواسطة الخط المستمر . يفترض أن الطاقة E هي أكبر من الجهد في المناطق الثلاث . يمثل مقدار الطاقة بواسطة الخط المتقطع الثقيل ، والذي بذلك يقع بأعلى منحى طاقة الجهد .

١٦ - لنتدارس الآن سلوك الموجة الشرودينجرية المصاحبة للجسيم . يرتبط تردد الموجة ω بالطاقة E بواسطة العلاقة $E = h\omega$ ، وتعتمد الدالة الموجية إذن على الزمن t من خلال العامل $\exp(-itE/\hbar)$ فقط . يترتب على ذلك أن الموجة الشرودينجرية المصاحبة للجسيم يتحرك بطاقة محددة E تحقق المعادلة

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t) = E\psi(x,t) \quad (١٦ أ)$$

تحدد كمية التحرك للجسيم اعتماد الموجة المكاني : كمية التحرك p والطول الموجي λ يرتبطان بواسطة معادلة دي بروي $\lambda = h/p$. اعتبر موجة بطاقة E في المنطقة III . نتخيل بأننا قد حللنا هذه الموجة إلى تراكب من موجات مستوية . سوف يعطى الاعتماد المكاني لتلك الموجات المستوية بواسطة المعامل الأسّي $\exp(ix \cdot p/\hbar)$ حيث يعطى مقدار p بواسطة

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (١٦ ب)$$

يترتب على ذلك بأن كل واحدة من تلك الموجات تحقق المعادلة التفاضلية

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) = E\psi(x,t) \quad (١٦ ج)$$

إذن موجة شرودينجر والتي تناظر جسماً ذا طاقة E يجب أن تحقق المعادلة التفاضلية (١٦ ج) خلال كل المنطقة III .

اعتبر الآن الموجة في المنطقة I . إذا ما حللنا الموجة في هذه المنطقة إلى موجات مستوية من الشكل $\exp(ix.p/\hbar)$ فإن مقدار كمية التحرك المتجهة p سوف يحدد ، على سياق (١٥ أ) ، بواسطة

$$\frac{p^2}{2m} = E_{kin} = E - V_I \quad (١٦ د)$$

ونستخلص بأن موجة شرودينجر في المنطقة I يجب أن تحقق المعادلة

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) = (E - V_I) \psi(x,t) \quad (١٦ هـ)$$

بالمثل نستخلص أن دالة موجة شرودينجر في المنطقة II يجب أن تحقق المعادلة التفاضلية (١٦ و)

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) = (E - V_{II}) \psi(x,t) \quad (١٦ ز)$$

١٧- أن تسلسل آرائنا التي أدت إلى المعادلات الثلاث (١٦ ج) ، (١٦ هـ) و (١٦ و) ، التي تحققها الدالة الموجية في المناطق I ، II ، و III يبدو مقنعاً بالتأكيد ، ومن المفري جداً دمج تلك المعادلات في المعادلة الواحدة

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) = [E - V(x)] \psi(x,t) \quad (١٧ أ)$$

حيث $V(x)$ هي دالة الجهد التي تأخذ القيم V_I ، V_{II} ، $V_{III} = 0$ في المناطق الثلاث . على الرغم من ذلك ، فيجب ملاحظة أننا لم نقدم أية معلومات حول الكيفية التي تكون عليها المعادلة التفاضلية « الصحيحة » في مناطق الحدود التي يتغير فيها الجهد بسرعة ، وبذلك فإنه ليس من الواضح بأن المعادلة (١٧ أ) يجب أن تطبق في كل مكان . في الحقيقة يريد المؤلف الآن بأن يعترف بأنه قد رتب الحجج المؤدية إلى معادلاتنا ، وبأنه قد رسم الصورة في الشكل ١٥ أ بطريقة متعمدة بحيث تجعل القارئ يعتقد بأن المعادلة (١٦ هـ) ، مثلاً ، يجب أن تكون صحيحة . في الواقع يوجد مأخذ في حجتنا . طالما أن المنطقة II كبيرة جداً بالمقارنة بالطول الموجي لموجة دي برولي في هذه المنطقة فيمكننا تقبل استنتاجنا (١٦ هـ) باطمئنان على أنه يبدو مقنعاً للغاية . ويجب ألا يعتمد السلوك المحلي للموجة في مكان ما على الجهد في مكان آخر ، والعلاقة بين الطول الموجي وطاقة الحركة يجب إذن أن تكون وفقاً لافتراضنا . على الرغم من ذلك ، فإن الوضع يختلف إذا ما كانت المنطقة II صغيرة بالمقارنة بالطول الموجي ، بمعنى ، إذا ما كان الجهد $V(x)$ يتغير بدرجة كبيرة على مدى طول موجي . في هذه الحالة ، ليس من الواضح كثيراً الكيفية التي يجب أن يكون عليها الاعتماد المكاني للدالة الموجية ، ذلك لأن « الطول الموجي » عند النقطة x ، كما هو معروف من خلال علاقة دي برولي بدلالة الطاقة الحركية ، $[E - V(x)]$ ، يكون دالة للمكان .

على ذلك فإنه ليس من الواضح ضمناً بأن المعادلة (١٧ أ) هي المعادلة الصحيحة في كل مكان من الفراغ ، ولكل دالة جهد $V(x)$. بالرغم من ذلك فسوف نقترض مع شرودينجر ، بأن المعادلة (١٧ أ) صحيحة .

كمعادلة تصف الموجات الشرودينجرية فهي على الأقل معادلة معقولة ، ويجب إعطاؤها تقديراً عادلاً . على الرغم من ذلك ، أردنا أن نوضح أن مناقشتنا ليست برهاناً على صحة المعادلة (١٧ أ) لكنها بالأحرى حجة تبدو مقنعة لصالحها . وفي الواقع يمكننا القيام بما هو أحسن قليلاً . فأمعد المداخل الممكنة هو أن نبدأ من الكهرديناميكا الكمية ، في هذه الحالة يمكننا أن نبين أن المعادلة (١٧ أ) ، كما تطبق في المسائل غير النسبية المتعلقة بالذرات والجزيئات ، تنشأ كتقريب في صياغة نظرية المجالات . مدخل آخر هو أن ندرس منهجاً ماهية المعادلات الموجية الممكنة التي تسمح بتفسير فيزيائي معقول ، متضمنة التفسير الاحتمالي الذي نوقش في البند الثامن .

نرغب في الإبقاء على هذا التفسير للدالة الموجية في الحالة التي يكون فيها الجسم تحت تأثير قوى . من الممكن إذن تبين أن المعادلة (١٧ أ) هي ، في مفهوم معين ، أبسط معادلة موجية بالنسبة للمسألة الميكانيكية - الكمية التي « تناظر » المسألة الكلاسيكية لجسم يتحرك في مجال جهد قوة $V(x)$. سوف تأخذنا محاولة اختبار تلك الحجج بالتفصيل بعيداً ، ويجب إذن أن نتقبل المعادلة (١٧ أ) كافتراض عمل على أساس الحجج التي قدمناها .

١٨ - ترمز المعادلة (١٧ أ) إلى موجة ذات طاقة محددة E . تنطبق العلاقة (١٦ أ) على مثل هذه الموجة ، وعلى ذلك يمكننا كتابة (١٧ أ) في الصورة

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) + V(x) \psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t) \quad (١٨ أ)$$

في هذه المعادلة لم يعد هناك وجود بالنسبة لـ E ، وبذلك تنطبق (١٨ أ) بالنسبة لكل E ، وإذن لكل موجة شرودينجرية .

المعادلتان (١٧ أ) و (١٨ أ) هما معادلتا شرودينجر المشهورتان . تعرف المعادلة (١٨ أ) كمعادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن ، على حين تعرف المعادلة (١٧ أ) كمعادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن . يجب أن نبقى في خلفيتنا أن المعادلة (١٨ أ) هي التي تنطبق على كل الموجات الشرودينجرية ، على حين أن (١٧ أ) (لقيمة معينة لـ E) تنطبق فقط على الموجات الشرودينجرية التي تصف جسماً ذا طاقة كلية E .

يتأق أفضل تبرير ممكن للمعادلتين (١٧ أ) و (١٨ أ) ، بالطبع ، من مقارنة توقعات معتمدة على هاتين المعادلتين مع أحقائق عملية . في وقت قصير بعد اكتشاف شرودينجر العظيم طبقت المعادلة على مسائل كثيرة في نطاق الفيزياء الذرية والجزيئية بنجاح رائع ، وأخذت تلك الأفرع من الفيزياء دفعة كبيرة إلى الأمام . لعب شرودينجر بنفسه دوراً نشطاً في هذا التطور ، وفي الفصل التالي سوف نرى كيف أمكنه تفسير الحالات شبه المستقرة للذرات . لدينا كل الأسباب التي تدعونا إلى الإعجاب بنفاذ بصيرة شرودينجر فقط في كتابة المعادلة (١٨ أ) التي أصبحت المعادلة الصحيحة للمواقف التي قصدت من أجلها .

ليس في نيتنا مناقشة النظرية العامة لحل المعادلة (١٨ أ) في هذا المقرر : يمكن الاحتفاظ بذلك لمقررات أكثر تقدماً . نرغب فقط بأن نأخذ في الاعتبار بعض التطبيقات البسيطة جداً لنظرية شرودينجر لرؤية كيفية عملها .

بعض مسائل الحواجز البسيطة

١٩ - لقد افترضنا بأن معادلات شرودينجر (١٧ أ) و (١٨ أ) صالحتان بالنسبة لدالة جهد اختيارية $V(x)$.

على الرغم من ذلك ، فلقد أخذنا فقط الاعتبار في استنتاجنا للمعادلة (١٧ أ) الحالة التي يكون فيها الجهد $V(x)$ أصغر في كل مكان عن الطاقة الكلية E . دعنا الآن نرى ما سيحدث في حالة وجود مناطق في الفراغ يكون فيها الجهد أكبر من E . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية تعتبر تلك المناطق مغلقة بالنسبة للجسيم ، ولكن سوف نرى بأن الوضع مختلف في الميكانيكا الكمية .

للسهولة فسوف نقصر مناقشتنا على عالم ذي بعد واحد : يمكن للجسيم أن يتحرك على مدى خط ، ويعين موضع مكانه بالأحداث x . للنموذج ذو البعد الواحد الميزة الكبيرة بأن معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن تقول إلى معادلة تفاضلية عادية بدلا من معادلة تفاضلية جزئية ، وتكون بذلك المعالجة الرياضية أسهل كثيراً . على الرغم من ذلك ، فإن الملامح الأساسية ستكون بارزة في هذا النموذج البسيط .

٢٠ - نأخذ في الاعتبار معادلة شرودينجر في الحالة التي تكون فيها طاقة الجسيم $E > 0$ ، ويصبح النظر ذو البعد الواحد للمعادلة (١٧ أ) كالتالي

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x,t) = [E - V(x)] \psi(x,t) \quad (١٢٠)$$

يعطى الاعتماد الزمني للدالة الموجية $\psi(x,t)$ بالعامل $\exp(-itE/\hbar)$ وإذا ما أردنا يمكننا كتابة

$$\psi(x,t) = \varphi(x) \exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right) \quad (٢٠ ب)$$

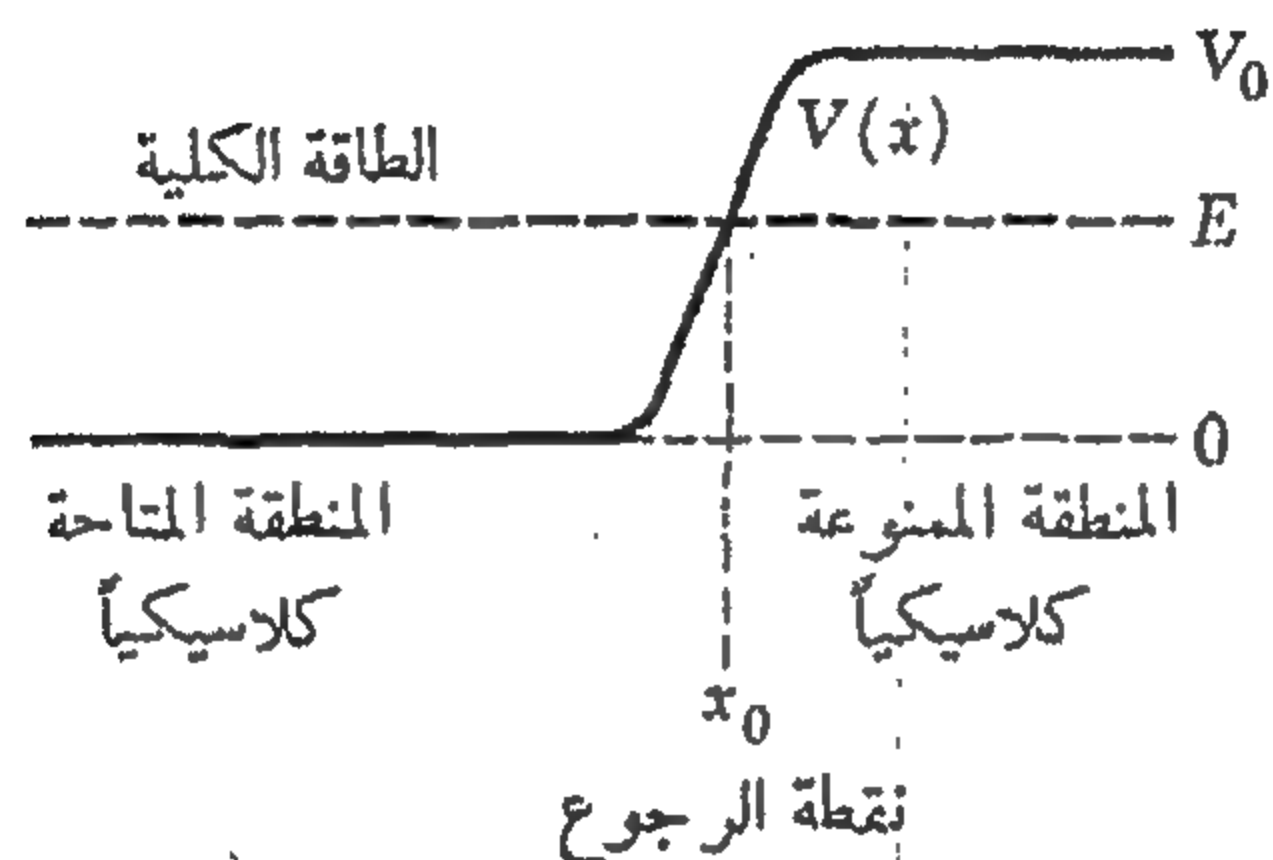
في هذه الحالة يحقق العامل $\varphi(x)$ ، غير المعتمد على الزمن ، نفس المعادلة (٢٠ أ) بالصورة

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = [E - V(x)] \varphi(x) \quad (٢٠ ج)$$

وهي معادلة تفاضلية عادية . إذا ما استطعنا حل هذه المعادلة للحصول على $\varphi(x)$ فيمكننا الحصول على دالة شرودينجر $\psi(x,t)$ عن طريق (٢٠ ب) .

٢١ - نأخذ في الاعتبار الآن الحالة المبينة في شكل ٢١ أ . الخط المتقطع يرمز إلى الطاقة الكلية E ، على حين يمثل الخط الكامل دالة الجهد $V(x)$. نفترض بأنه عند اتجاهنا إلى اليسار في الشكل فإن الجهد يميل إلى القيمة الثابتة صفر ، على حين يتجه الجهد إلى القيمة الثابتة $V_0 > E$ عند اتجاهنا إلى اليمين في الشكل . النقطة x_0 التي تأخذ عندها طاقة الحركة القيمة صفراً ، تعرف بنقطة الرجوع . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية يتوقف جسيم عند هذه النقطة عند سقوطه من جهة اليسار . المنطقة على يمين x_0 تكون مغلقة بالنسبة للجسيم الكلاسيكي .

يجب الآن حل المعادلة (٢٠ ج) بالنسبة للجهد الميّن في شكل ٢١ أ . الحل $\varphi(x)$ دالة ما لـ x تكون متصلة ولها معامل تفاضل أول متصل . يمكننا التخمين بدون إجراء حل صريح للمعادلة ، بأن الدالة $\varphi(x)$ سوف لا تتلاشى إلى اليمين من x_0 ، وتبعاً للتفسير الاحتمالي للدالة الموجبة ، فإن ذلك يعنى وجود احتمال معين غير متلاشى بوجود الجسم إلى اليمين من x_0 . إذن تتوقع ميكانيكا الكم بأن يتسكن الجسم من الآن حتى إلى منطقة محرمة عليه تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية .

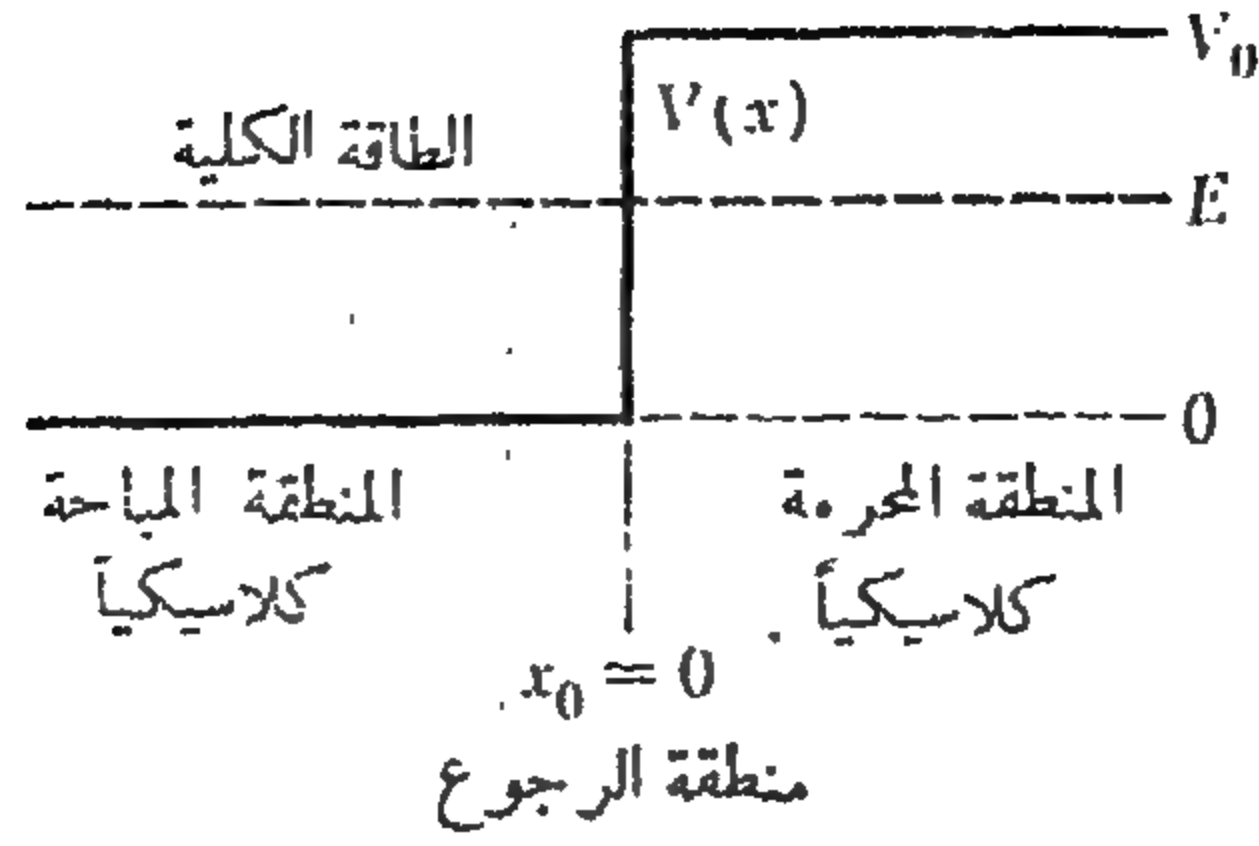


شكل ٢١ أ لتوضيح المناقشة في البند ٢١ . الخط الكامل يمثل الجهد والخط المتقطع الثقيل يعين قيمة الطاقة الكلية E . النقطة x_0 التي يساوى عندها الجهد E هي نقطة الرجوع الكلاسيكية . تبعاً لميكانيكا الكم فيوجد احتمال نهائى بأن يوجد الجسم في المنطقة المحرمة كلاسيكياً .

٢٢ - دعنا نحاول دراسة هذه الظاهرة بوضوح أكثر . من أجل هذا الغرض فإننا نبسط مشكلتنا أكثر باستبدال الجهد المتدرج الارتفاع من النوع الميّن في الشكل ٢١ أ بجهد السلم الميّن في الشكل ٢٢ أ للسهولة أيضاً نختار نقطة الرجوع x_0 لتكون نقطة الأصل $x_0 = 0$ على المحور x إذن

$$V(x) = 0 \quad \text{for } x < 0 \quad V(x) = V_0 > E \quad \text{for } x > 0 \quad (٢٢ أ)$$

يمكن اعتبار الجهد الميّن في شكل ٢٢ أ الحالة الحدية لجهود من النوع الميّن في شكل ٢١ أ . يرتفع الجهد بحدّة أكثر فأكثر حتى نصل إلى الحالة المثالية المبينة في شكل ٢٢ أ . طالما يكون الجهد دالة متصلة تكون الدالة الموجية متصلة ويكون لها تفاضل أول متصل . ويحافظ على هذه الخاصية في الحالة الحدية لجهد سلم . على الرغم من ذلك ، فإن التفاضل الثاني للدالة الموجية في الحالة الأخيرة ، سيبدى « قفزة » ، بصفة عامة . يجب أن يلاحظ بأن هذه التعبيرات تعبيرات رياضية عن المعادلات التفاضلية التي تنشأ في نظرية شرودينجر . يجب علينا كفيزيائيين أن نعتبر جهد السلم كشيء مثالي لجهد واقعي ، وإذن سوف لا يكون هناك شك أبداً بأن الدالة الموجية الفيزيائية يجب أن تحقق خاصية الاستمرارية المذكورة .



شكل ٢٢ أ لتبسيط المناقشة الرياضية يستبدل الجهد المستمر في التغير في شكل (٢١ أ) بجهد السلم ، كما هو مبين بأعداد .

٢٣ - دعنا نأخذ في الاعتبار المعادلة الموجية في المنطقة $x > 0$. في هذه المنطقة تتبوأ الشكل .

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = (E - V_0) \varphi(x) \quad (٢٣ أ)$$

ويمكننا على الفور إيجاد حلين غير معتمدين خطياً ، بمعنى

$$\exp(-xq), \quad \exp(+xq), \quad \text{where } q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (٢٣ ب)$$

يتزايد الحل $\exp(+xq)$ أسياً مع الزيادة في x ، وكذلك يسلك تربيعه المطلق . تبماً لتفسيرنا الاحتمالي للدالة الموجية فذلك يعني بأن الكثافة الاحتمالية لوجود الجسم تتزايد بدون حد مع زيادة x ولا يمكن قبول حل بهذه الكيفية فيزيائياً . وهكذا نصادف هنا مثالا آخر للشروط الحدية التي يجب أن تحققها حلول ، لها معنى فيزيائي ، لمعادلة موجية : حل يتزايد بدون حدود مع زيادة x يجب استبعادها على أساس فيزيائي . ذلك يتركنا مع الحل $\exp(-xq)$ كالإمكانية الوحيدة ، وإذا ما رمزنا إلى الدالة الموجية في المنطقة $x > 0$ بالرمز $\varphi_R(x)$ نحصل على

$$\varphi_R(x) = \exp(-xq) \quad (٢٣ ج)$$

٢٤ - نأخذ في الاعتبار بعد ذلك المنطقة $x < 0$ في هذه المنطقة تتبوأ معادلة شرودينجر الشكل

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = E \varphi(x) \quad (٢٤ أ)$$

وحلان غير معتمدان خطياً لهذه المعادلة يكونان

$$\exp(ikx), \quad \exp(-ikx), \quad \text{where } k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (٢٤ ب)$$

هذان الحلان هما حلان دوريان : فهما لا يزدادان بدون حد عند اتجاه x إلى ∞ — كلا الحلين مقبول فيزيائياً * ، وإذا ما رمزنا إلى الدالة الموجية في المنطقة $x < 0$ بالرمز $\varphi_L(x)$ فإننا نستخلص بأن هذه الدالة الموجية يجب أن تكون على شكل

$$\varphi_L(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx) \quad (٢٤ ج)$$

حيث A و B ثابتان .

كيف يمكننا تعيين الثابتين A و B ذكرنا بأن الدالة الموجية يجب أن تكون مستمرة ولها تفاضل أول مستمر أيضاً . هذا يعنى أن الدالتين $\varphi_L(x)$ و $\varphi_R(x)$ يجب أن تتطابقا عند نقطة الأصل بطريقة بحيث

$$\varphi_R(0) = \varphi_L(0), \quad \varphi'_R(0) = \varphi'_L(0) \quad (٢٤ د)$$

لأنهكما تمثلان نفس الدالة الموجية ولكن في منطقتين مختلفتين ومتقابلتين عند نقطة الرجوع $X_0 = 0$ يعطينا الشرطين (٢٤ د) معادلتين ، بمعنى

$$A + B = 1, \quad ik(A - B) = -q \quad (٢٤ هـ)$$

وهاتان المعادلتان تعينان الثابتين A و B ببساطة يكون الحل

$$A = \frac{(1 + iq/k)}{2}, \quad B = \frac{(1 - iq/k)}{2} \quad (٢٤ و)$$

٢٥ - لتفسير حلنا فن السهولة ضرب الدالة الموجية (في كل مكان) بالثابت $1/A$: يمكننا القيام بذلك لأن معادلة شرودينجر معادلة خطية . ويمكننا إذن كتابة الحل بوضوح على الصورة :

$$\varphi(x) = e^{ikx} + \left[\frac{1 - i\sqrt{V_0/E - 1}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}} \right] e^{-ikx}, \quad \text{for } x < 0 \quad (٢٥ أ)$$

و

$$\varphi(x) = \frac{2e^{-xq}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}}, \quad \text{for } x > 0 \quad (٢٥ ب)$$

حيث

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, \quad q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (٢٥ ج)$$

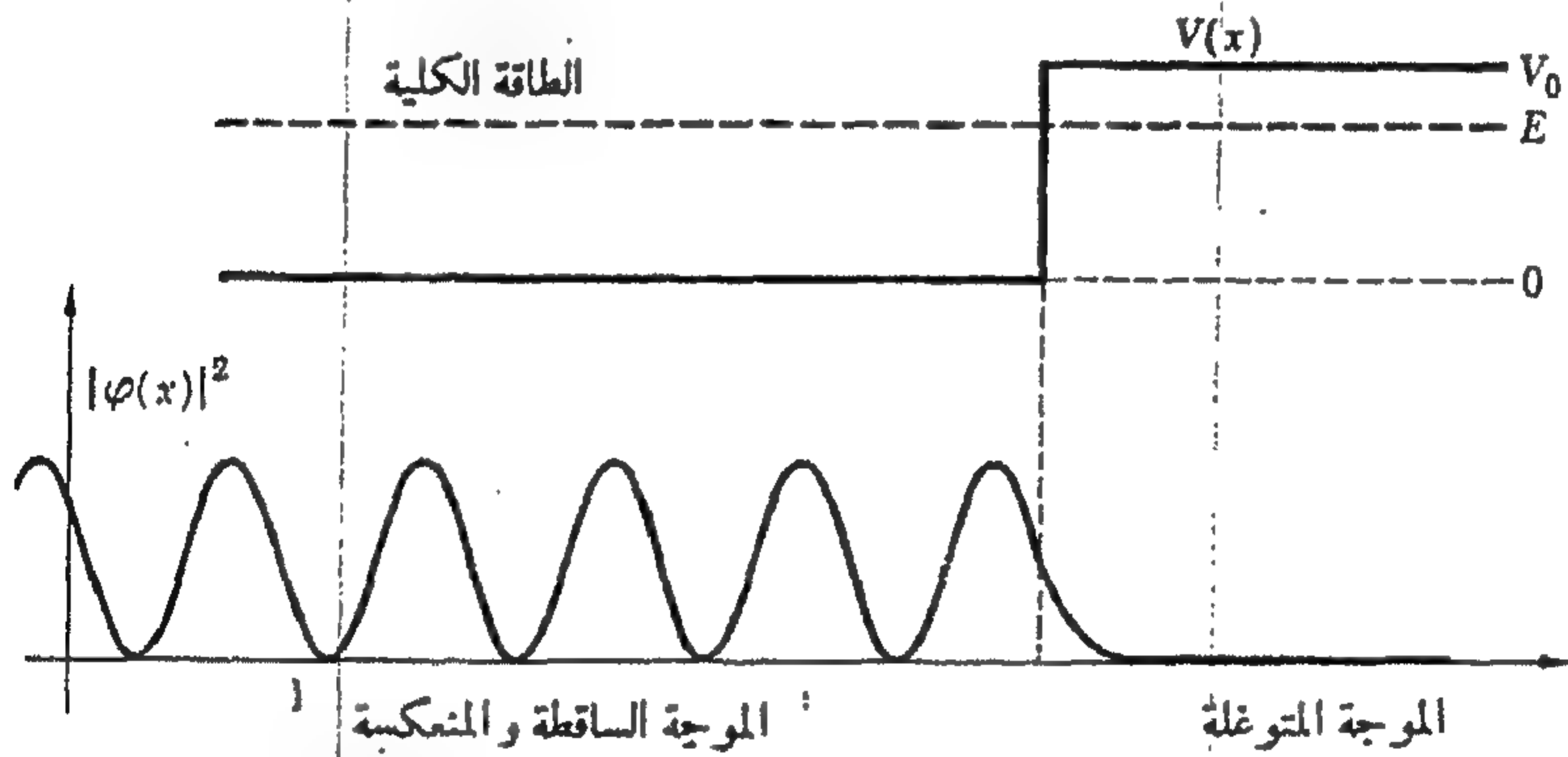
* إذا ماتسبب هذا التصريح في قلق القارئ أنظر البند (٥١) من هذا الفصل .

اعتبر الآن الدالة الموجية في المنطقة $x < 0$ ، كما تعطى في (٢٤ أ) هي تراكب من موجتين .
 الحد الأول ، $\exp(ikx)$ ، يمثل موجة متحركة إلى اليمين . الحد الثاني ، يتناسب مع $\exp(-ikx)$ ،
 يمثل موجة متحركة إلى اليسار . العامل الموجود قبل $\exp(-ikx)$ في الحد الثاني ذو معامل مساو
 للوحدة :

$$\left| \frac{1 - i\sqrt{V_0/E - 1}}{1 + i\sqrt{V_0/E - 1}} \right| = 1 \quad (٢٥ د)$$

والموجتان إذن لهما سمتان بنفس المقدار . التربيع المطلق لسعة موجة يجب بطريقة ما أن يكون متناسباً
 مع « فيض » الجسيمات ، ونستخلص أن الدالة الموجية في (٢٥ أ) تصف الموقف الذي يرتد فيه جسيم
 ساقط من جهة اليسار بواسطة « قل » الجهد . يكون هذا التفسير متوافقاً مع الصورة الكلاسيكية
 لما يجري .

الدالة الموجية في المنطقة $x > 0$ ، كما تعطيها (٢٥ ب) ، تصف الاختراق بواسطة الموجة
 الشرودينجيرية إلى المنطقة المحرمة كلاسيكياً على الجسيم . تتضاءل سعة الموجة المخترقة أسياً كلما توغلنا
 أكثر في المنطقة المحرمة ، وعند مسافات كبيرة من الحاجز تكون السعة من كل الوجهات العسيلة ،
 مساوية للصفر ، بما يتماشى مع الصورة الكلاسيكية . توضح تلك الملامح في الشكل ٢٥ أ .



شكل ٢٥ أ يبين الجزء العلوى من الشكل الجهد $V(x)$ الطاقة الكلية E
 يوضحها الخط المتقطع الثقيل . الجزء السفلى من الشكل يبين التربيع
 المطلق للدالة الموجية $|\varphi(x)|^2$ كما نرى تتوغل الموجة في المنطقة المحرمة
 كلاسيكياً . على اليسار من الحاجز يوجد لدينا تنظيم موجى ساكن ،
 الذى ينشأ بسبب تداخل الموجة المنعكسة مع الموجة الساقطة . لاحظ أن
 الدالة الموجية وتفاضلها يكونان مستمرين عند نقطة الرجوع .

٢٦ - من المشوق النظر إلى الحالة النهائية عندما يؤول ارتفاع الحاجز الجهلى إلى ما لانهاية ، بمعنى ،
 عندما $V_0 \rightarrow +\infty$ (مع الإبقاء على الطاقة E ثابتة) . بالتمعن في (٢٥ ج) نرى أنه عندما يؤول V_0

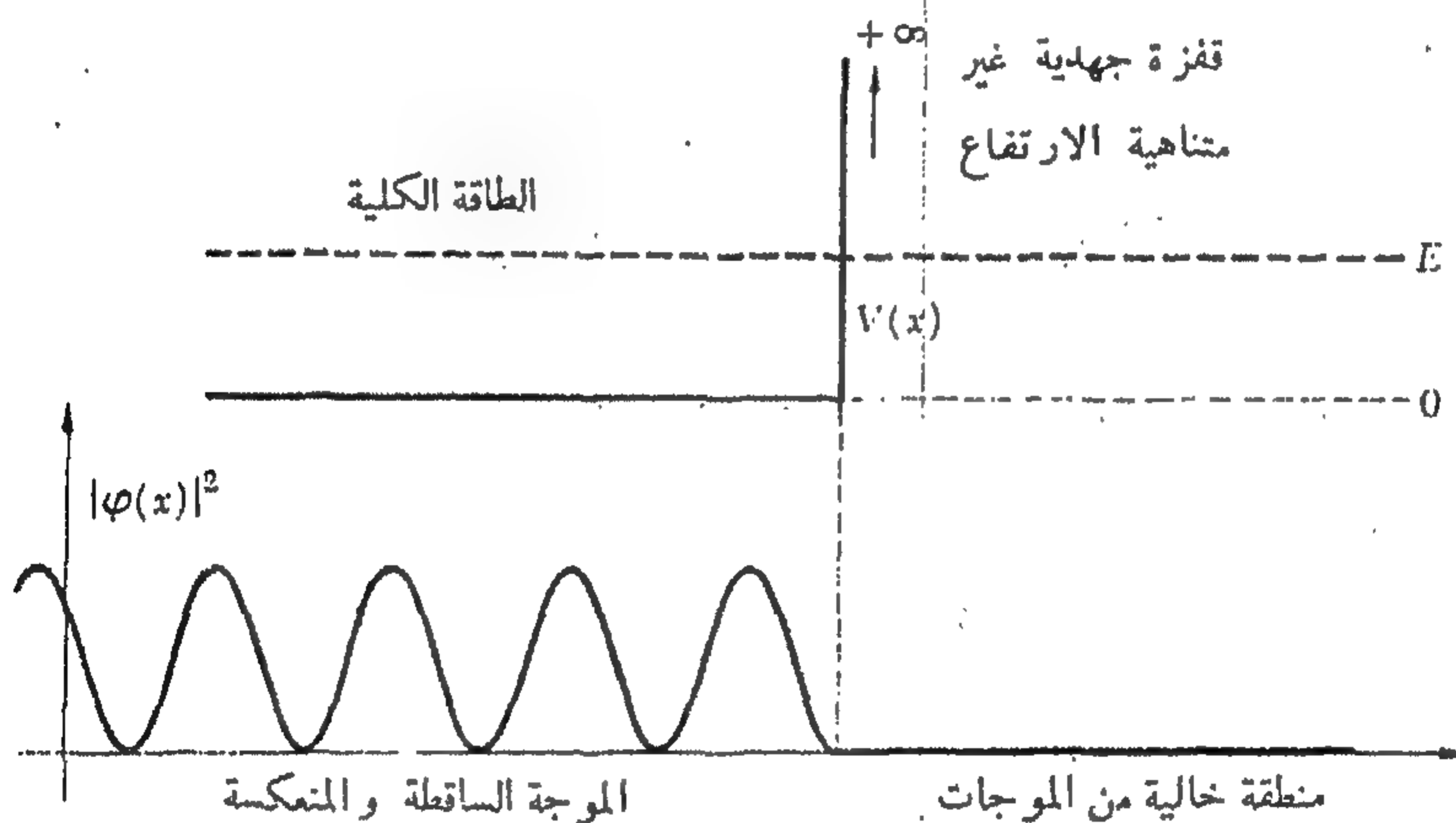
إلى ما لا نهاية ، فإن q أيضاً سوف تؤول إلى ما لا نهاية ، الأمر الذى يعنى بأن معدل نقصان الدالة الموجية بالنسبة للمسافة (مقاسة من نقطة الرجوع الكلاسيكية) تؤول إلى ما لا نهاية . تتوغل الدالة الموجية أقل فأقل فى المنطقة المحرمة . نلاحظ باختبار (٢٥ ب) أن سعة الموجة المتفرقة تؤول إلى الصفر عندما يؤول V_0 إلى ما لا نهاية . فى الحالة النهائية لتل جهدى غير متناهى الارتفاع نحصل إذن على :

$$\varphi(x) = e^{ikx} - e^{-ikx} \quad \text{for } x < 0 \quad (٢٦ أ)$$

$$\varphi(x) = 0 \quad \text{for } x > 0 \quad (٢٦ ب)$$

نستخلص أنه إذا ما كان الحاجز الجهدى غير متناهى الارتفاع ، فإذن يجب أن تتلاشى الدالة الموجية عند الحاجز ، بمعنى ، عند $x = 0$ ، وبالمثل على يمين الحاجز بمعنى ، بالنسبة لـ $x > 0$.

الشكل (٢٦ أ) يبين تصرف التربيع المطلق للدالة الموجية ، بمعنى ، الكثافة الاحتمالية للجسيم . لاحظ أن الكثافة الاحتمالية تبدى تغيراً دورياً على يسار الحاجز . ذلك هو تأثير التداخل الميكانيكى الكلى والذى لا يقابله قرين فى الميكانيكا الكلاسيكية . بالطبع ، يمكن ملاحظة نفس الملامح فى شكل ٢٥ أ .



شكل ٢٦ أ يوضح هذا الشكل الحالة الحدية لجهد سلم غير متناهى الارتفاع . (قارن مع شكل ٢٥ أ) . الجزء العلوى للشكل يبين الجهد . الخط المتقطع الثقيل يبنى الطاقة الكلية E . الجزء السفلى يبين التربيع المطلق للدالة الموجية $\varphi(x)$ تتلاشى الدالة الموجية ، وليس تفاضلها الأول ، عند نقطة الرجوع . بالطبع ، سيتلاشى تفاضل تربيع الدالة الموجية ، عند هذه النقطة .

٢٧ - أخذنا فى الاعتبار بالتفصيل حالة جهد السلم من أجل إعطاء القارئ الثقة بأن معادلة شرودينجر يمكن حلها ، وبأن الحلول يمكن تفسيرها فيزيائياً . إذا ما أعطينا أى جهد معقول الاستمرارية ، أو جهد مستمر على النمط السلسى فبمكنتنا أن نكون على ثقة بأن الحل موجود .

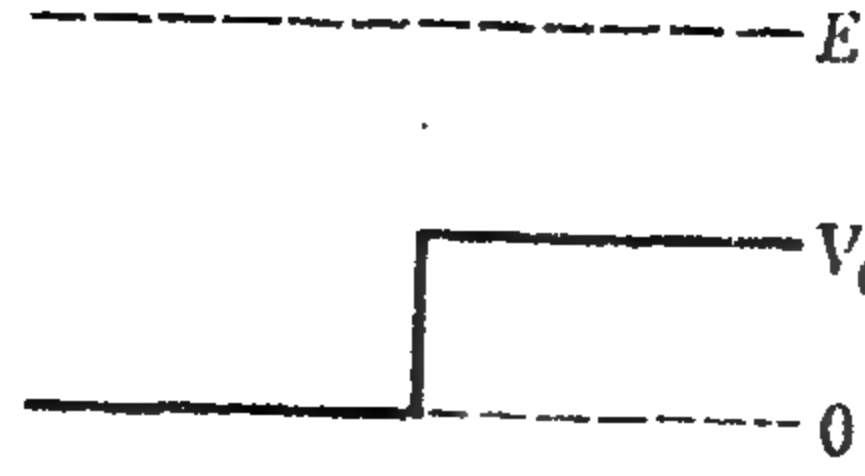
على الرغم من ذلك ، فإن إيجاد الحل بوضوح لا يكون بالشيء السهل في الكثير من الأحيان ، لكن التعقيدات تكون ذات طبيعة رياضية - تقنية فقط . حتى بدون العلم بالحل الواضح الدقيق فيمكننا في أحيان كثيرة أن نتكلم كثيراً جداً عن طبيعة الحل ، وعلى ذلك يمكننا إعطاء تصريحات عامة عن تصرف النظام الفيزيائي . على أساس من دراستنا إلى الآن يمكننا الاستخلاص بأنها سعة عامة لميكانيكا الكم بأن موجة شرودينجر يمكنها التوغل في مناطق محرمة على الجسم في نطاق الميكانيكا الكلاسيكية .

٢٨ - لزيادة مفهوم القارئ عن معادلة شرودينجر ، دعنا نأخذ في الاعتبار ما يلي : يبين شكل ٢٨ أ جهد سلم . نريد دراسة حركة جسم بطاقة $E > V_0$ في هذا الجهد . (تترك الدراسة التفصيلية كتدريب للقارئ : المسألة رقم ١ في نهاية هذا الفصل .)

سوف يلاحظ القارئ بأنه يمكننا إيجاد حلين مقبولين فيزيائياً للمعادلة الموجية (٢٠ ج) في المنطقة التي على يسار السلم ، ويمكننا أيضاً إيجاد حلين مقبولين فيزيائياً في المنطقة التي على يمين السلم . كيف نعرف ما نختار منهم ؟ ذلك يعتمد على الموقف الفيزيائي الذي نرغب في دراسته . افترض أننا نريد اعتبار الحالة عندما يسقط جسم على السلم من جهة اليسار . ربما يحدث انعكاس جزئي للموجة عند السلم . ولكن سوف يستمر جزء من الموجة في رحلة جهة اليمين ماراً بالسلم . ذلك يعني أن الدالة الموجية الصحيحة لهذه المسألة يجب أن تكون بحيث تمثل جسمًا متحركاً إلى اليمين في المنطقة التي على يمين السلم : يجب أن تكون على الهيئة $\exp(ikx)$ بالنسبة لـ $x > 0$ في المنطقة على يسار السلم يمكن أن تكون الدالة الموجية على الهيئة $[A \exp(ikx) + B \exp(-ikx)]$ حيث يصف الحد الأول موجة متجهة جهة اليمين ، والحد الثاني يصف موجة متجهة نحو اليسار . هذا الحد الثاني يصف الموجة المنعكسة ، على حين يصف الحد الأول الموجة الساقطة . كيف يمكننا الحصول على A و B ؟ يعين A و B بواسطة شرطين وهما وجوب استمرارية الدالة الموجية وتفاضلها الأول في كل مكان ، وعلى الأخص عند السلم . ذلك يعطينا معادلتين في المجهولين A و B ، وبعد حصولنا على تلك السعات يمكننا أيضاً الحصول على سعات الموجات الساقطة ، والمنعكسة ، والنافذة ، وعلى ذلك معامل الانعكاس لذلك النوع من « الحواجز » .

افترض بأننا نريد على العكس ، رؤية ما سيحدث عندما تكون الموجة ساقطة من جهة اليمين ، نعلم في هذه الحالة أن الدالة الموجية على يسار الحاجز يجب أن تكون على الهيئة $\exp(-ikx)$ ذلك لأنه على يسار الحاجز يكون لدينا فقط موجة متجهة إلى اليسار . تكون الدالة الموجية على يمين الحاجز على الهيئة $[A' \exp(ikx) + B' \exp(-ikx)]$ مرة أخرى نحصل على A' و B' بتطبيق الشرطين بأن الدالة الموجية وتفاضلها الأول يجب أن يكونا مستمرين عند السلم . يعتمد اختيار الدالة الموجية إذن على المسألة الفيزيائية المعنية التي نريد أن نتدارسها .

الدرس الذي يراد تعلمه من تدارس تصرف جسم متحرك في جهد من النوع الميّن في شكل (٢٨ أ) هو أنه بصفة عامة سينعكس الجسم جزئياً بواسطة أي عدم استمرارية في الجهد ، وسوف يكون قادراً جزئياً على الاختراق ماراً بمنطقة عدم الاستمرارية .



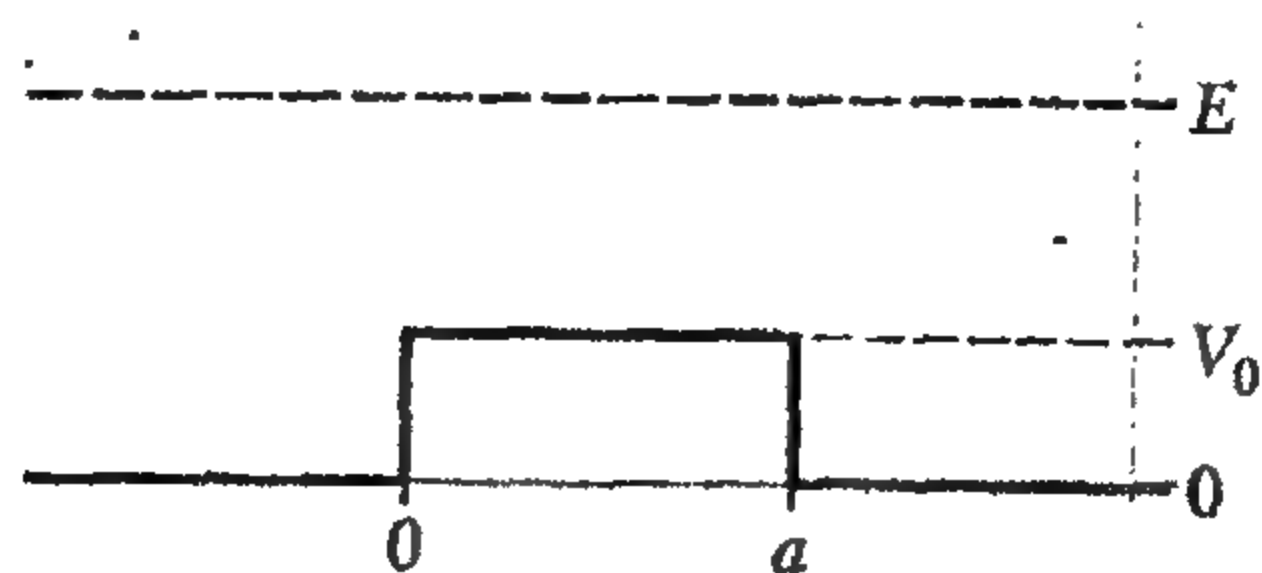
شكل ٢٨ أ لتبيان مناقشتنا في البند ٢٨ . الطاقة E للجسيم هنا أكبر من ارتفاع الحاجز الجهدي . تبعاً للنظرية الكلاسيكية سوف لا ينعكس الجسيم بواسطة هذا الحاجز ، ولكن تبعاً لميكانيكا الكم فسوف تنعكس الموجة الساقطة جزئياً وتنفذ جزئياً

٢٩ - بعد ذلك ، دعنا نأخذ في الاعتبار الموقف المبين في الشكل ٢٩ أ والذي فيه الجهد غير متصل عند النقطتين $x=0$ و $x=a$ في ضوء ما تعلمناه في البند السابق ، فإن أى موجة سوف تنعكس جزئياً وتنفذ جزئياً عند كل من نقطتي عدم الاتصال .

نفترض بأننا سنأخذ في الاعتبار الحالة التي يكون فيها الجسيم ساقطاً على الحاجز من جهة اليسار . من الممكن أن يشعر القارئ بأن هذه مشكلة صعبة يجب حلها كما يلي . نعتبر موجة ساقطة من جهة اليسار ، ونوجد الجزء المنعكس من هذه الموجة ، والجزء النافذ منها ، عند عدم الاتصال الأول عند $x=0$ تسقط الموجة النافذة على عدم الاتصال الثاني ، عند $x=a$ وتنعكس جزئياً وتنفذ جزئياً . يعود الجزء المنعكس إلى نقطة عدم الاتصال عند $x=0$ ، وبالتالي ينعكس جزئياً وينفذ جزئياً عند هذه النقطة . للحصول على الموجة الخارجة في اتجاه اليمين من الحاجز يجب إذن أن نأخذ في الاعتبار عدداً لا نهائياً من الانعكاسات ذهاباً وإياباً فيما بين نقطتي عدم الاتصال ، وبعد ذلك نضيف سعات كل الموجات الجزئية التي تنفذ إلى اليمين من النقطة $x=a$ هل من الممكن حقيقة أن نحل هذه المسألة ؟ الإجابة هي أنه بالتأكيد يمكن حل هذه المسألة بهذه الطريقة ، ولكن يوجد طريق أسهل بكثير للحصول على الإجابة . كل ما يجب علينا عمله هو إيجاد حل معادلة شرودينجر (٢٠ ب) الذي يكون مستمراً في كل مكان ، وله تفاضل أول مستمر في كل مكان أيضاً ، ويكون على الهيئة $\exp(ikx)$ بالنسبة للمنطقة $x > a$ يعنى الشرط الأخير أن جزء الموجة الساقطة الذي يتمكن من اختراق الحاجز يلزم له الاتجاه جهة اليمين في المنطقة $x > a$: ذلك يناظر الوضع الفيزيائي الذي أردنا اعتباره .

بالنسبة للمنطقة $x > a$ تكون الدالة الموجية إذن على الهيئة $\exp(ikx)$ بالنسبة للمنطقة $0 < x < a$ تكون الدالة الموجية على الهيئة $[A \exp(ikx) + B \exp(-ikx)]$ وللحصول على الثابتين A و B نطبق الشروط بأن تكون الدالة الموجية مستمرة وتفاضلها الأول مستمر أيضاً عند $x=a$ ، في المنطقة $0 < x$ تكون الدالة الموجية على الهيئة $[A' \exp(ikx) + B' \exp(-ikx)]$ ويمكننا إذن تعيين A' و B' بتطبيق شروط استمرارية الدالة الموجية واستمرارية تفاضلها الأول عند $x=0$ بهذه

الطريقة نحصل على الحل الشامل لمعادلة شرودينجر (٢٠ ج) التي تناظر المشكلة الفيزيائية التي نرغب في دراستها . وهذا الحل يكون مفرداً (فيما عدا عاملاً ثابتاً شاملاً) . من الواضح أنه يمكننا حل هذه المسألة بجهد محدود .

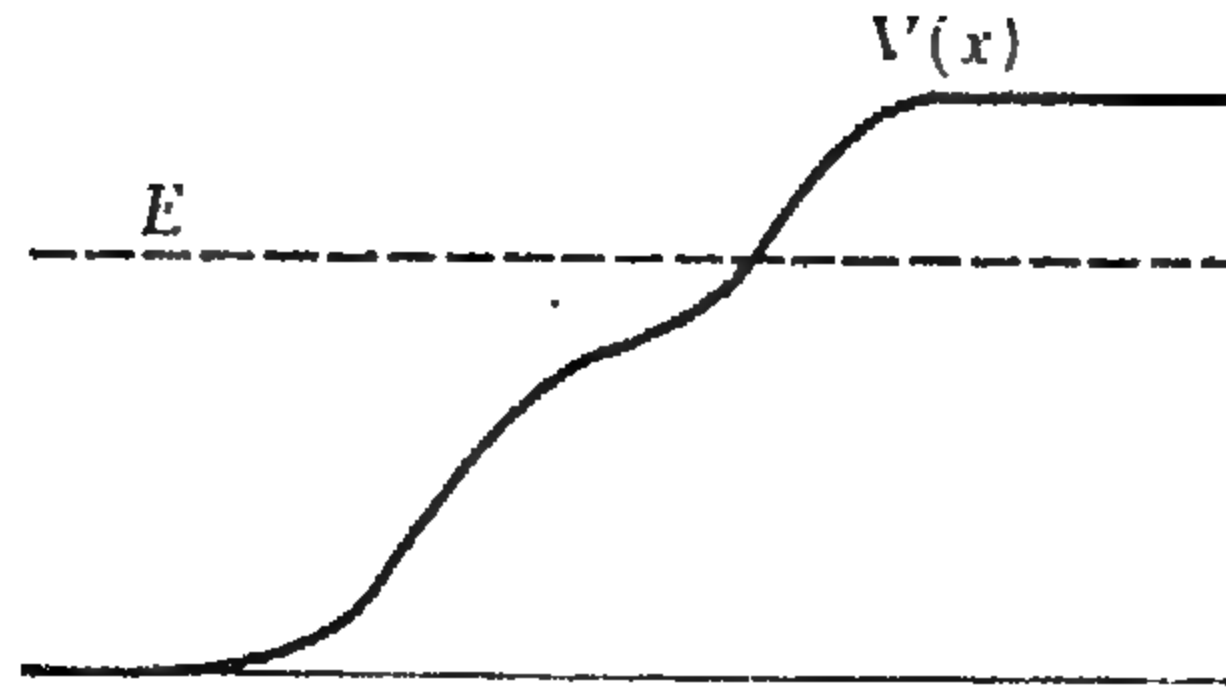


شكل ٢٩ أ لتبيان المناقشة في البند ٢٩ . يمكن حل هذه المشكلة بالأخذ في الاعتبار كل الانعكاسات الجزئية المتكررة عند نقطتي عدم الاستمرارية عند $x = 0$ وعند $x = a$ على الرغم من ذلك ، فإنه أسهل بكثير الحصول على الحل الشامل لمعادلة شرودينجر بطريقة مباشرة ، كل الانعكاسات الجزئية تؤخذ في الاعتبار دفعة واحدة .

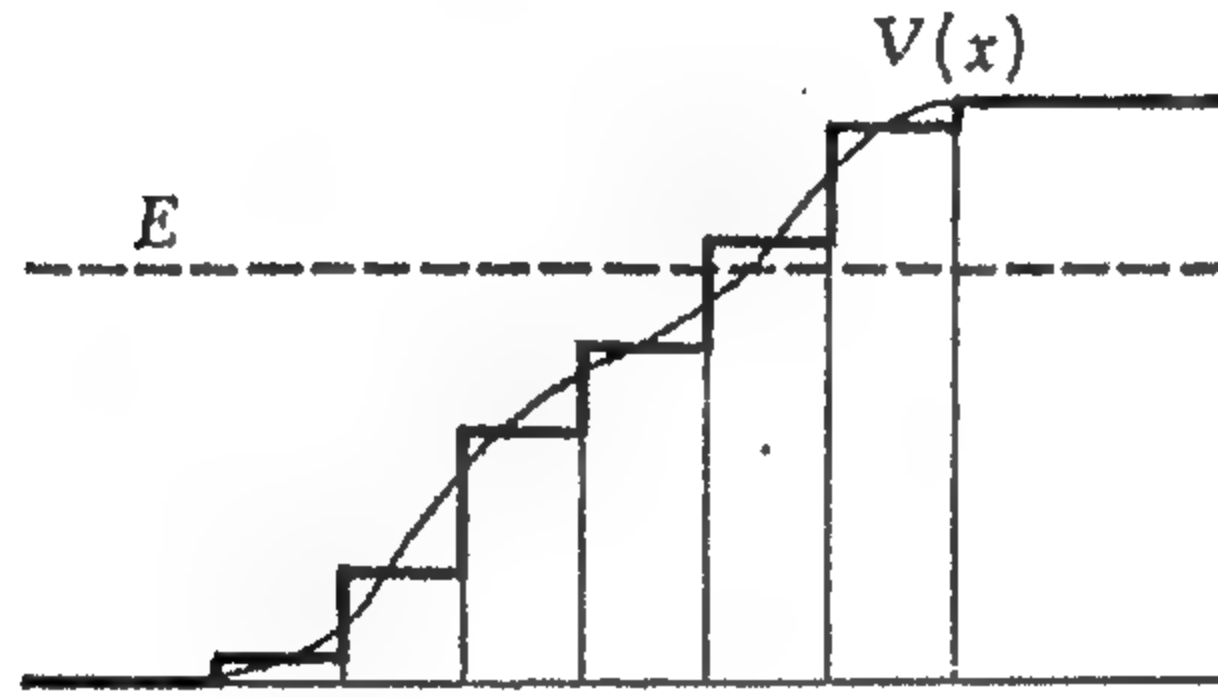
٣٠ - الشيء المهم الواجب فهمه هو أنه حل مسألة بها حاجز من هذا النوع فكل ما يجب علينا عمله هو إيجاد الحل لمعادلة شرودينجر (٢٠ ج) المحققة في كل مكان ، والذي يكون متشياً مع الشروط الحدية التي تملها المشكلة الفيزيائية التي ندرسها . بمعنى ، شروط مماثلة للشرط بوجوب اتخاذ الموجة الهيئة $\exp(ix/k)$ إلى اليمين من الحاجز ، تأخذ هذه الطريقة في الاعتبار أوتوماتيكياً كل « الانعكاسات المتكررة » التي نتجه إلى التفكير فيها على أساس من بديهياتنا الفيزيائية . ليس من الخطأ محاولة حل المسألة مع الأخذ في الاعتبار الانعكاسات المتكررة . ولكن من الأسهل كثيراً إيجاد الحد الشامل لمعادلة شرودينجر بطريقة مباشرة .

اعتبر حاجز الجهد المبين في شكل ٣٠ أ . أين يحدث انعكاس الجسم ؟ الإجابة هو أنه يحدث على مدى كل المنطقة التي يتغير فيها الجهد . إذا ما أردنا يمكننا تقريب دالة الجهد المتواصلة التغير $V(x)$ بدالة تزايد تدريجياً بواسطة عدد كبير من الفقرات الصغيرة ، كما هو مبين في شكل ٣٠ ب . عند كل فقرة يحدث انعكاس جزئي ونفاذ جزئي للموجة ، ويمكننا مرة ثانية اعتبار المشكلة وكأنها « مشكلة انعكاس متكرر » تصف معادلة شرودينجر (٢٠ ج) باختصار كل هذه الانعكاسات المتكررة ، وإذا ما أردنا يمكننا تفسير المعادلة على هذا النمط . إذا ما وجدنا الحل الشامل للمعادلة (٢٠ ج) فنكون بالفعل قد أخذنا في الاعتبار كل تلك الانعكاسات والنفاذيات المحلية اللانهائية دفعة واحدة .

٣١ - دعنا نأخذ في الاعتبار مشكلة أخرى تقترح نفسها طواعية . ماذا يحدث إذا ما كان الجهد من النوع المبين في الشكل ٣١ أ . عندما يكون ارتفاع الحاجز V_0 أعلى من E ؟



شكل ٣٠ أ ينعكس الجسم (الموجه) بواسطة هذا الحاجز لأن الطاقة E أقل من القيمة الحدية للجهد على اليمين . (الطاقة الكلية تبين بواسطة الخط المتقطع ، ويبين الجهد بواسطة الخط الكامل) . أين يحدث الانعكاس ؟ الإجابة هي أنه يحدث على مدى كل المنطقة التي يتغير فيها الجهد .

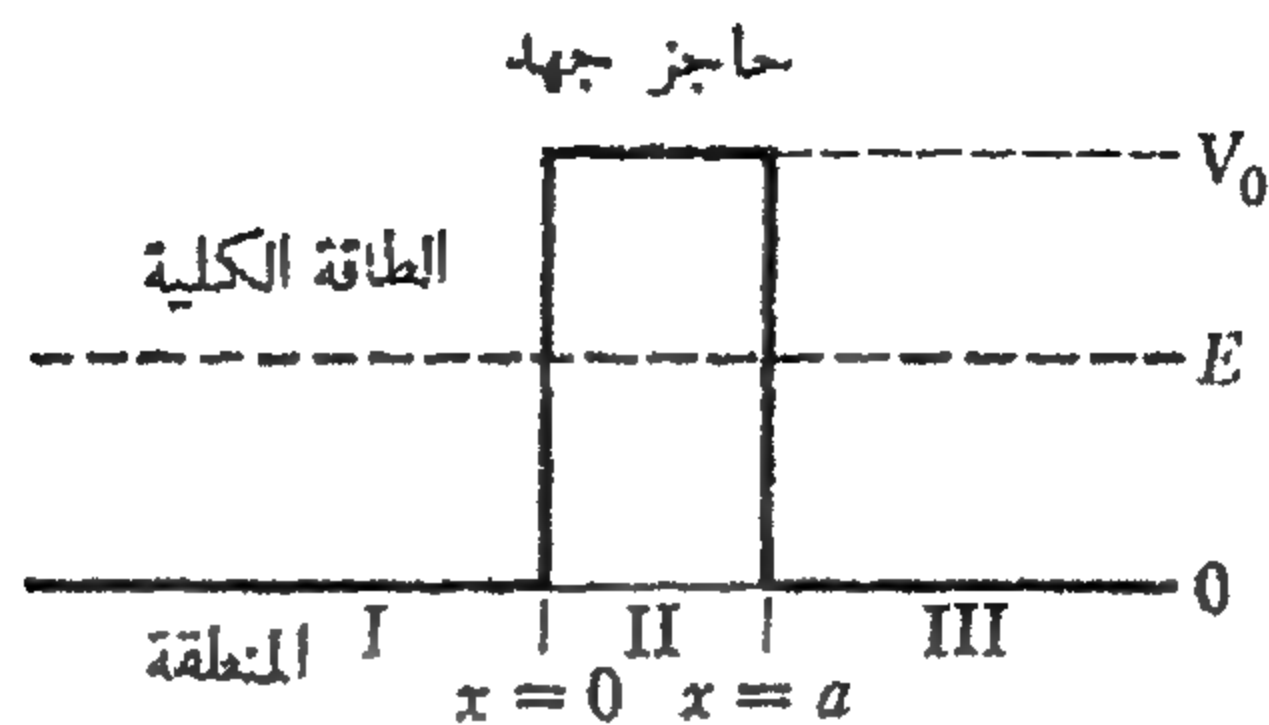


شكل ٣٠ ب يقرب الجهد المبين في شكل ٣٠ أ بواسطة جهد يتغير على هيئة درجات سلم . عند كل عدم استمرارية تنعكس وتنفذ الموجة جزئياً . يأخذ حل معادلة شرودينجر في الاعتبار كل تلك « الانعكاسات المتكررة » .

من السهل تخمين الإجابة : تنعكس موجة ساقطة من جهة اليسار جزئياً بواسطة الحاجز ، وسوف تكون قادرة جزئياً على اختراق الحاجز إلى المنطقة III . كلاسيكياً . جسم في المنطقة I . يتحتم انعكاسه عند النقطة $x = 0$ ، وسوف لا يتمكن من الاختراق إلى المناطق II ، III ، وحقيقة أن يتمكن جسم من التسرب خلال حاجز جهد معتم بصورة مطلقة كلاسيكياً هو أحد السمات المدهشة لميكانيكا الكم . تعرف هذه الظاهرة بظاهرة النفق .

لحل معادلة شرودينجر بالنسبة للموقف المبين في شكل ٣١ أ . يمكننا التقدم بالضبط في الطريق الذي شرحناه في البنود ٢٨ إلى ٣٠ . نحصل على الحل العام في كل منطقة من المناطق الثلاث I ، II و III ، ثم نضع بعد ذلك الشرط باستمرارية الدالة الموجية وكذلك استمرارية تفاضلها الأول ، وذلك في كل مكان ، وعلى الأخص عند نقطتي الرجوع $x = 0$ و $x = a$ مسألة الحاجز المبينة في شكل ٣١ أ . ليست

إذن صعوبة من جهة المبدأ ، ولكن يحتاج إيجاد الحل المفصل إلى جهد إلى حد ما . من حسن الحظ يمكننا تفهم السمات الأساسية لهذه المشكلة بدون الحل الكامل لمعادلة شرودينجر ، وعلى ذلك يمكننا ترك الحل المفصل إلى مقرر يأتي فيما بعد . (أو كتدريب منزلي . انظر المسألة ٢) .



شكل ٣١ أ يمثل الخط المستمر بالجهد ، ويعني الخط المتقطع الثقيل الطاقة الكلية . تبعاً للنظرية الكلاسيكية لا يمكن أن يمر جسم ساقط من جهة يسار من خلال هذا الحاجز . طبقاً لميكانيكا الكم يوجد احتمال محدود بأن ينفذ الجسم من خلال الحاجز . تعرف هذه الظاهرة بظاهرة النفق .

٣٢ - دعنا نأخذ في الاعتبار الحل في الحالة الخاصة التالية : جسم ساقط من جهة اليسار . سينعكس جزئياً بواسطة الحاجز . سيتمكن من الاختراق الجزئي ، هذا يعني بأننا نرغب في حل لمعادلة شرودينجر تكون بالنسبة له الدالة الموجية بالصورة $\exp(ixk)$ في المنطقة III ، وهذه تمثل جسماً يتقدم جهة اليمين في تلك المنطقة . من الضروري أن تكون لدينا موجتان في المنطقة I : الأولى تتقدم جهة اليسار والثانية جهة اليمين . تمثل الأولى من هاتين الموجتين الموجة المنعكسة والثانية تمثل الموجة الساقطة . وعلى ذلك تكون الدالة الموجية في المنطقة I على الشكل

$$\psi(x) = e^{ikx} + Ae^{-ikx}, \quad \text{where } k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (١٣٢)$$

حيث A ثابت يمثل سعة الموجة المنعكسة . قيمته المطلقة تكون أقل من واحد وذلك لأن جزءاً من الموجة الساقطة ينفذ من خلال الحاجز .

تتكون الدالة الموجية داخل الحاجز أساساً دالة أسية على الشكل

$$\psi(x) \cong B \exp(-xq), \quad q = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (٣٢ ب)$$

حيث B ثابت الدالة الموجية بمعاليه تقريبية فقط ، ولكن التقريب يكون جيداً إذا ما كان الحاجز ليس منخفضاً جداً .

دعنا نفترض أن aq كبيرة بالمقارنة مع واحد ، في تلك الحالة تصبح النسبة $\varphi(a)/\varphi(0) \cong \exp(-aq)$ للدالة الموجية المعطاة بواسطة (٣٢ ب) عدداً صغيراً . إذا ما استرجعنا كيفية مطابقة الحلين عند نقطة الرجوع وذلك في مناقشتنا بالبند ٢٤ ، من الممكن أن نستخلص بأن نسبة سعة الموجة في المنطقة III إلى سعة الموجة المتجهة جهة اليمين في المنطقة I يجب أن تعطى تقريباً بواسطة النسبة $\varphi(a)/\varphi(0) \cong \exp(-aq)$. يكون صحيحاً بالتأكيد بأن النسبة المقصودة ليست ببساطة عاملاً أسياً ، ولكن ، وما هو بالأهمية القصوى ، أن هذا العامل يسيطر تماماً على الموقف عندما تكون aq كبيرة بالمقارنة إلى الواحد الصحيح ، بمعنى ، عندما يكون الحاجز مرتفعاً وسميماً .

٣٣ - لقد افترضنا بأن الموجة الساقطة ذات سعة مساوية لواحد صحيح . سعة الموجة النافذة إلى المنطقة III تكون أصغر . مقدارها ، أو بمعنى أصح رتبة قيمتها ، تساوى تقريباً $\exp(-aq)$ التربع (المطلق) لهذه السعة له تفسير فيزيائي بسيط . أنه يساوى الاحتمال بمرور جسيم ساقط على الحاجز من خلاله . هذا الاحتمال يعطى إذن بواسطة

$$T = |\varphi(a)|^2 \sim \exp(-2aq) \quad (٣٣ أ)$$

أو بالنسبة للتعبير الثاني (٣٢ ب) بواسطة ،

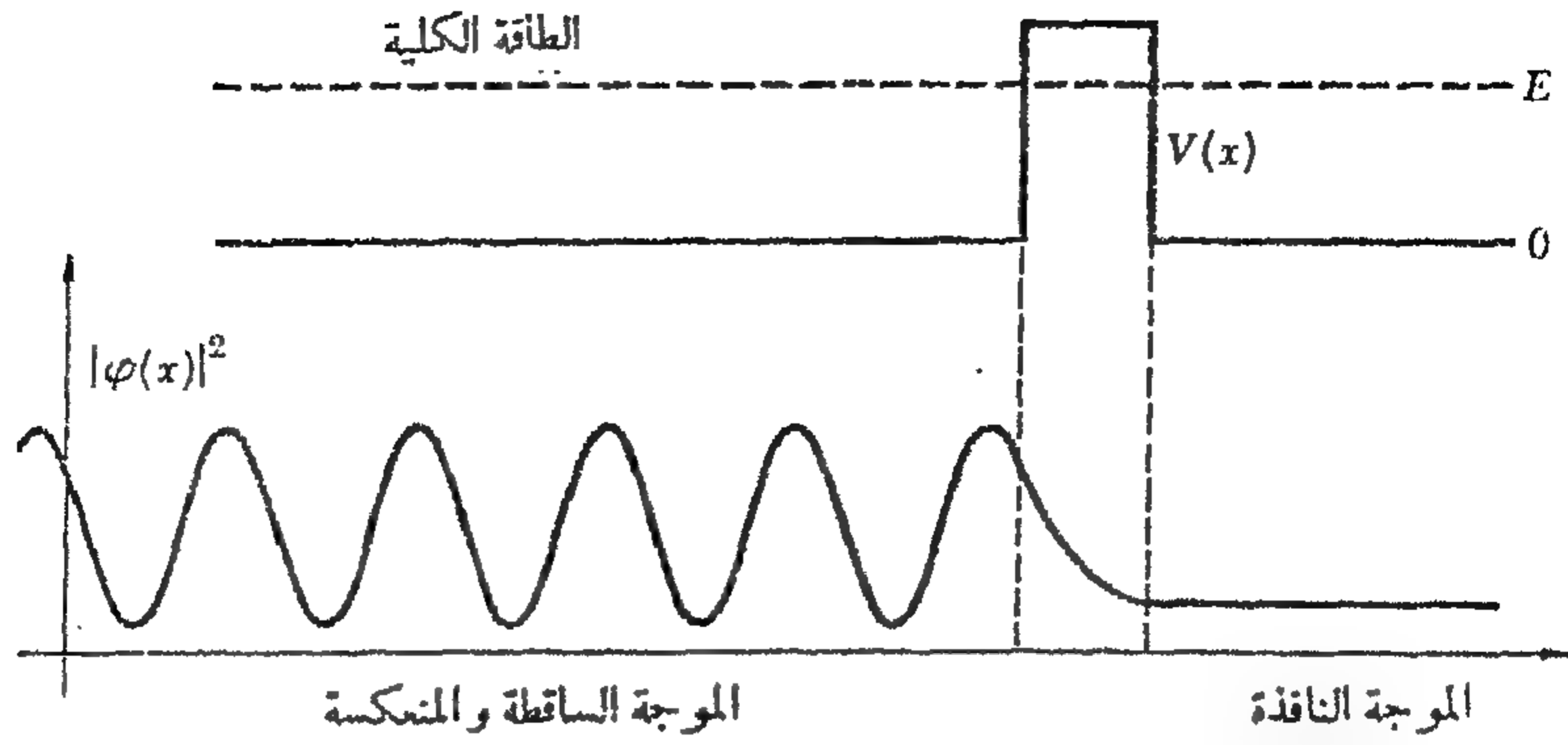
$$T \sim \exp \left\{ -2a \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \right\} \quad (٣٣ ب)$$

يعرف المقدار T بمعامل النفاذ للحاجز يكون استقائاً التقريبي للتعبير (٣٣ ب) لهذا المقدار ، كما نرى ، معتمداً على الحقيقة البسيطة جداً بأن تقل سعة الموجة تقريباً أسياً كلما تقدمنا جهة اليمين في داخل الحاجز . نهتم أساساً بالحالة التي يكون فيها aq كبيراً ، ذلك يعني أن T صغيرة جداً . من الممكن بالطبع ، استنباط تعبير دقيق بالنسبة لـ T ، وفي هذه الحالة سيظهر عامل إضافي في التعبير (٣٣ ب) . على الرغم من ذلك ، فإن العامل الأسى المعطى بعاليه هو العامل الفاصل ، والتعبير التقريبي (٣٣ ب) يوفى بالكامل بغرضنا .

يبين شكل ٣٣ تأثير الحاجز تخطيطياً . يمثل الجزء العلوى من الشكل الجهد ، على حين يبين الجزء السفلي التربع المطلق للدالة الموجية . الموجة النافذة تكون دالة مفردة مركبة متجهة إلى اليمين . وعلى ذلك يكون لها معامل ثابت كما هو مبين بالشكل .

٣٤ - قبل تدارس التطبيق الفيزيائي لنظريتنا عن التأثير النفق الميكانيكي الكمي نرغب في إبراز قرين لهذا التأثير في النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . هذا القرين يتصل بانعكاس موجة كهرمغناطيسية مستوية عند السطح الفاصل بين منطقتين بمعامل انكسار مختلفين .

نفترض موجة مستوية سائرة في وسط ما (مثل بالمناطق المظلمة في شكل ٣٤ أ تسقط على السطح الفاصل بين وسط ضوئي خفيف ووسط ضوئي كثيف . (معامل الانكسار أكبر بالنسبة للوسط الضوئي



شكل ٣٣ أ توضيح تخطيطي للتأثير النفقي الجزء العلوي من الشكل يبين الجهد (الطاقة الكلية تمثل الخط المتقطع) . الجزء السفلي يبين التربيع المطلق للدالة الموجية . لاحظ الموجة النافذة ولاحظ النقصان الأسّي للدالة الموجية بداخل الحاجز . على اليسار من الحاجز يوجد لدينا نمط موجي واقف ناقص التكوين . سعة الموجة المنعكسة أصغر من سعة الموجة الساقطة والسعة المدموجة إذن ليست صفراً في أي مكان .

الكثيف بمقارنة مع مثيله بالنسبة للوسط الضوئي الخفيف) نفترض أيضاً بأن زاوية السقوط أكبر من زاوية الانعكاس الكلي ، وبأن الوسط الضوئي الخفيف يمتد إلى ما لا نهاية في اتجاه اليسار من الحد الفاصل . إذن ، سوف تنعكس الموجة انعكاساً كلياً . يوضح ذلك تخطيطاً في الشكل ٣٤ أ ، الذي يمثل فيه الخط المتقطع « شعاعاً ضوئياً » أو بعبارة أخرى ، عموداً على الجبهة الموجية المحلية . على حين أن الموجة لا يمكن أن تنتشر في الوسط الخفيف في هذه الحالة الخاصة ، فإن المجال الكهربائي بجوار السطح الفاصل لا يساوي صفراً : وعلى ذلك يخترق المجال الوسط الخفيف . كلما تقدمنا أكثر نحو اليسار في الوسط الخفيف بداية من السطح الفاصل نجد أن سعة المجال الكهربائي تتناقص أسياً . هذا الموقف يكافئ تماماً مسألة الميكانيكا الكمية التي تدرسناها في البنود ٢٢ إلى ٢٥ .

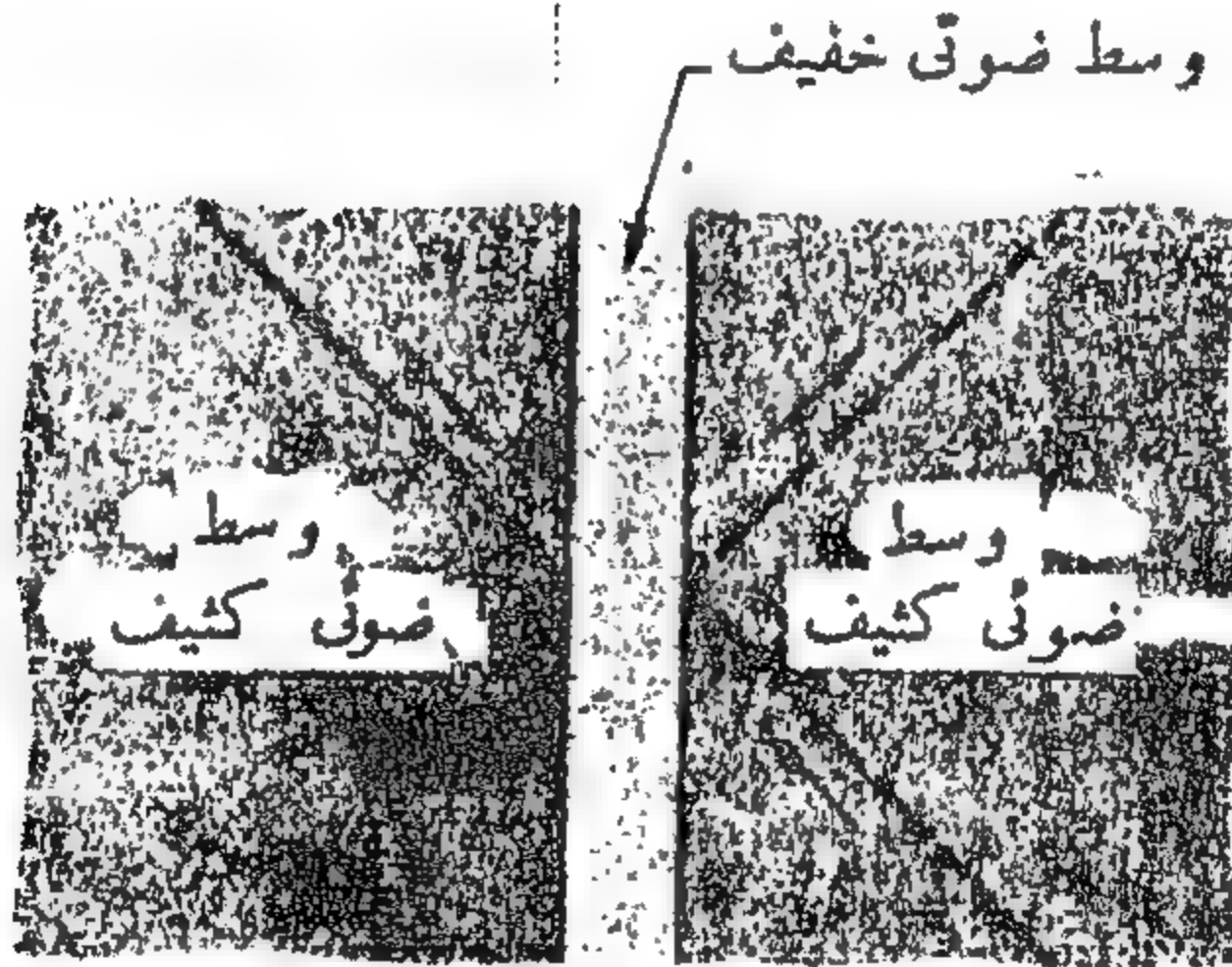
نأخذ في الاعتبار الآن الموقف المبين في شكل ٣٤ ب ، الذي يكون فيه الوسط الخفيف عبارة عن شريحة رقيقة فقط . في هذه الحالة تنعكس الموجة الساقطة من جهة يمين الحد الفاصل جزئياً . سوف يتمكن جزء من الموجة بالرغم من ذلك من النفاذ خلال « المنطقة المنوعة » وسيواصل هذا الجزء انتشاره في الوسط الكثيف جهة اليسار . يكافئ ذلك الموقف الكامل الاختراق الميكانيكي الكمي للحاجز . لاحظ بأننا لم نرسل الشعاع الضوئي « في المنطقة المنوعة » والسبب في ذلك هو أن علم « البصريات الشعاعية » لا يمكن تطبيقه في هذه المنطقة : المتجه الموجي يكون متجهاً مركباً .

الظاهرة التي تم وصفها يمكن تحليلها بالكامل عن طريق النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . يكون معامل النفاذ بالنسبة للموقف الموضح في شكل ٣٤ ب صغيراً جداً عندما يكون سمك الشريحة

من المادة الخفيفة صوتياً كبيراً بالمقارنة مع الطول الموجي للإشعاعات الساقطة . يزداد معامل النفاذ مع تناقص السمك ، ويصل إلى القيمة واحد صحيح عندما يكون السمك صفراً (أى لا توجد شريحة من المادة الخفيفة صوتياً في تلك الحالة) .



شكل ٣٤ الانعكاس الكلي لموجة كهرومغناطيسية مستوية عند الحد الفاصل المستوي لوسطين مختلفين في معامل الانعكاس . الخط المتقطع يبين الانعكاس لشعاع صوتي .



شكل ٣٤ ب النفاذ المحيط . تتنبأ النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية بأن موجة ساقطة على شريحة رقيقة بزاوية سقوط أكبر من الزاوية الحرجة للانعكاس الكلي سوف تنفذ جزئياً وتنعكس جزئياً . هذه الظاهرة تكافئ التأثير النفق الميكانيكي الكمي . شعاع نافذ وشعاع منعكس يبينان بواسطة خطوط متقطعة .

٣٥ - دعنا الآن نعم مناقشتنا عن تأثير النفق الميكانيكي الكمي - بدلا من الحاجز الجهدي المستطيل الشكل والمبين في شكل ٣١ أ نأخذ في الاعتبار حاجزاً ذا شكل اختياري كما هو مبين في شكل ٣٥ أ .

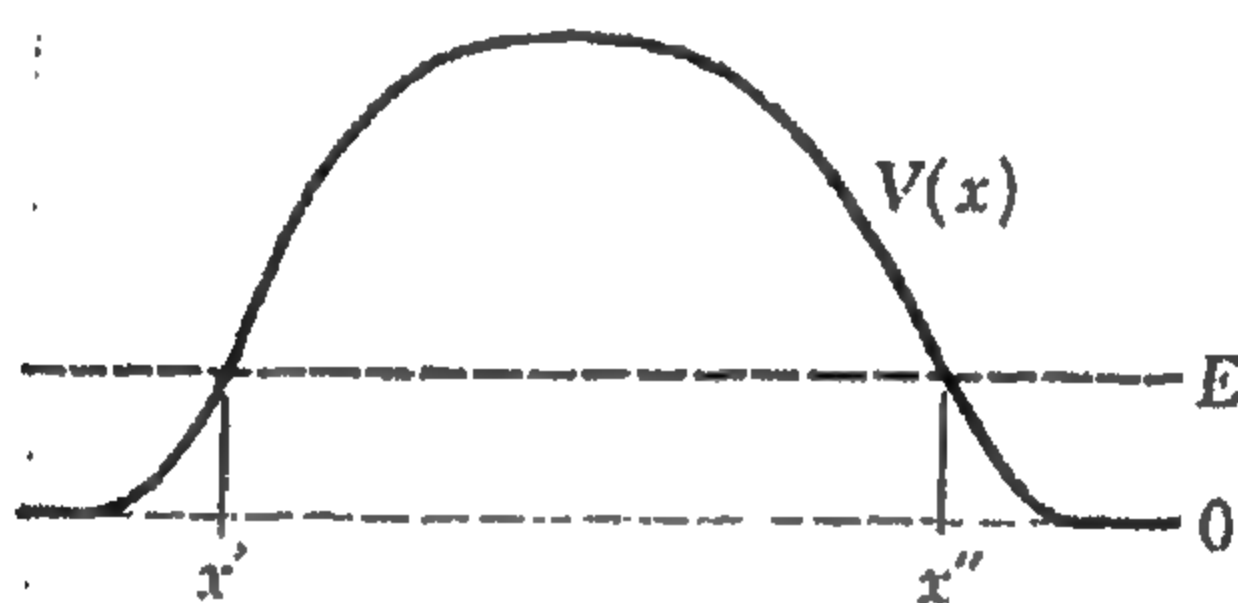
افترض موجة ساقطة بطاقة E من جهة اليسار . سوف تنعكس هذه الموجة جزئياً وتنفذ جزئياً . نهتم أساساً بمعامل النفاذ العام T للحاجز . وللحصول على هذا المعامل بدقة يجب علينا حل معادلة شرودينجر بالنسبة للجهد $V(x)$ على الرغم من ذلك ، يمكننا الحصول على تعبير تقريبي للمعامل T بطريقة أخرى ، على أساس من مناقشتنا في البنود ٣٢ و ٣٣ . يكون هذا التقريب أفضل كلما كان الطول الموجي أصغر بالمقارنة مع سمك الحاجز .

لاستنباط تعبير تقريبي لمعامل النفاذ T نتخيل منطقة حاجز الجهد مقسمة إلى عدة مناطق دونية ، كما هو مبين في شكل ٣٥ ب . في كل واحدة من المناطق الدونية نستبدل الجهد الفعلي بجهد ثابت ، كما هو موضح في الشكل . حصلنا بالفعل على معامل النفاذ بالنسبة لحاجز مستطيل الشكل . دعنا نرمز لمعامل النفاذ بالنسبة للحواجز الخمسة المستطيلة المبينة في شكل ٣٥ ب بالرموز T_1, \dots, T_5 . معامل النفاذ الكلي T يجب أن يساوى تقريباً حاصل ضرب معاملات النفاذ الخاصة بالمناطق الدونية ، ونحصل على

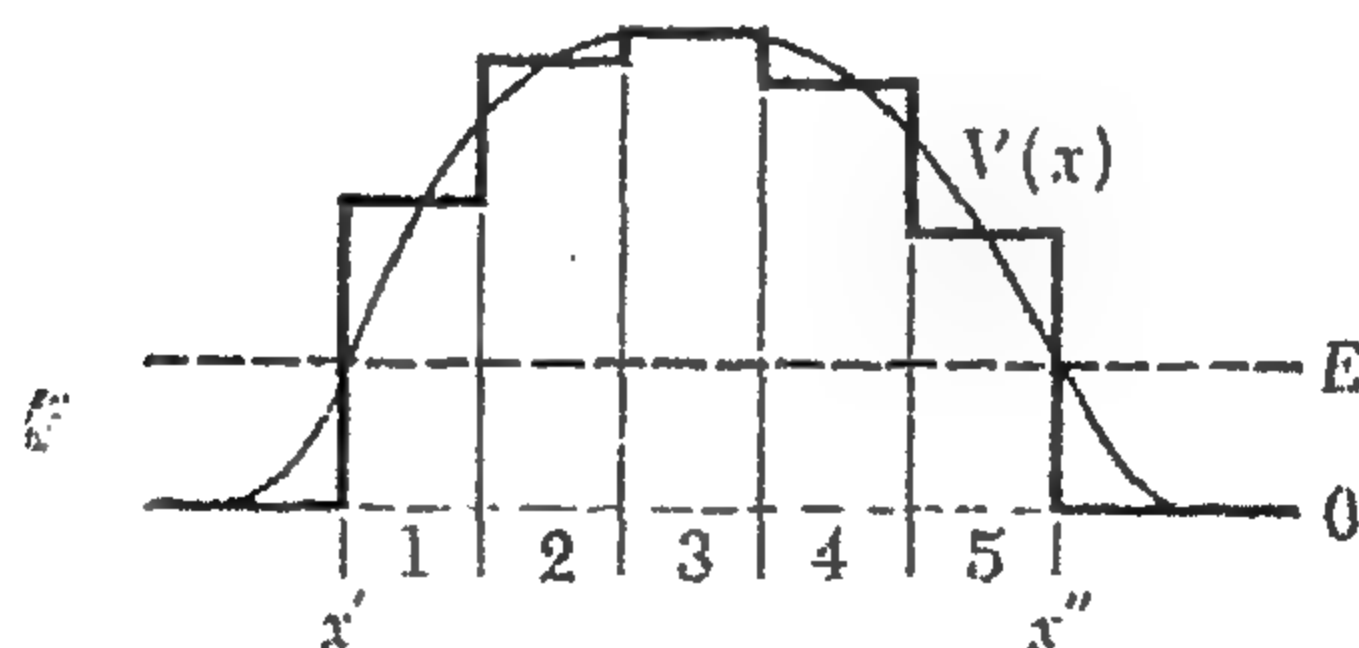
$$T \cong T_1 T_2 T_3 T_4 T_5 \quad (٣٥ أ)$$

أو

$$\ln T \cong \ln T_1 + \ln T_2 + \ln T_3 + \ln T_4 + \ln T_5 \quad (٣٥ ب)$$



شكل ٣٥ أ الخط المتصل يمثل الجهد ، بالخط الثقيل المتقطع يرمز إلى الطاقة الكلية E . كيف يمكننا استنباط تعبير لمعامل النفاذية لهذا الحاجز ؟



شكل ٣٥ ب لتبيان استنباطنا لتعبير تقريبي لمعامل النفاذ للحاجز الموضح في شكل ٣٥ أ . نتخيل الجهد المستمر التغير مقرباً بمجموعة من الحواجز المستطيلة . معامل النفاذ الكلي ياون عبارة عن حاصل ضرب معاملات النفاذ لكل الحواجز المستطيلة لاحظ أن هذه الطريقة مقربة الصحة فقط : لم تؤخذ الانعكاسات المتعددة في الاعتبار .

٣٦ - لتدارس الآن المعادلة (٣٣ ب) . إذا ما كان dx_n يرمز إلى سمك واحد من الحاجز المستطيلة . وإذا ما رمزنا إلى ارتفاع الحاجز بالرمز $V(x_n)$ يعطى إذن معامل النفاذ T_n لهذا الحاجز بواسطة

$$\ln T_n \cong -2 \sqrt{\frac{2m[V(x_n) - E]}{\hbar^2}} dx_n \quad (١٣٦)$$

يتم الحصول على لوغاريتم معامل النفاذ الكلى تبعاً للعلاقة (٣٥ ب) ، عن طريق الجمع على كل المناطق الدونية ، وإذا ما ذهبنا إلى الحد الذى يوجد فيه عدد لا نهائى من الأقسام الدقيقة يمكننا استبدال الجمع بواسطة تكامل ، وأخيراً نحصل على

$$\ln T \cong -2 \int_{x'}^{x''} dx \sqrt{\frac{2m[V(x) - E]}{\hbar^2}} \quad (٣٦ ب)$$

نذكر القارئ بأن هذه الصيغة هي صيغة تقريبية لمعامل النفاذ . على الرغم من ذلك ، فهي صيغة مفيدة للغاية حيث تعطى صورة كيفية جيدة لظاهرة الاختراق الحاجزى . لاحظ أن التكامل محدود بين نقطتي الرجوع الكلاسيكيتين x' و x'' .

اعتماد معامل النفاذ على البارامترات الموجودة في التعبير (٣٦ ب) يجب أن تقرر بعناية . مع ثبات البارامترات الأخرى ، فإن معامل النفاذ يقل مع ازدياد كتلة الجسم . بالمثل يزداد معامل النفاذ مع ازدياد الطاقة E ، وذلك لسببين . المكامل ، وهو دائماً موجب ، يصبح أصغر ، وبالإضافة إلى ذلك يصبح مدى التكامل أصغر كلما اقتربنا نقطتي التكامل من بعضهما البعض . بالطبع يزداد معامل النفاذ كلما صغر سمك الحاجز .

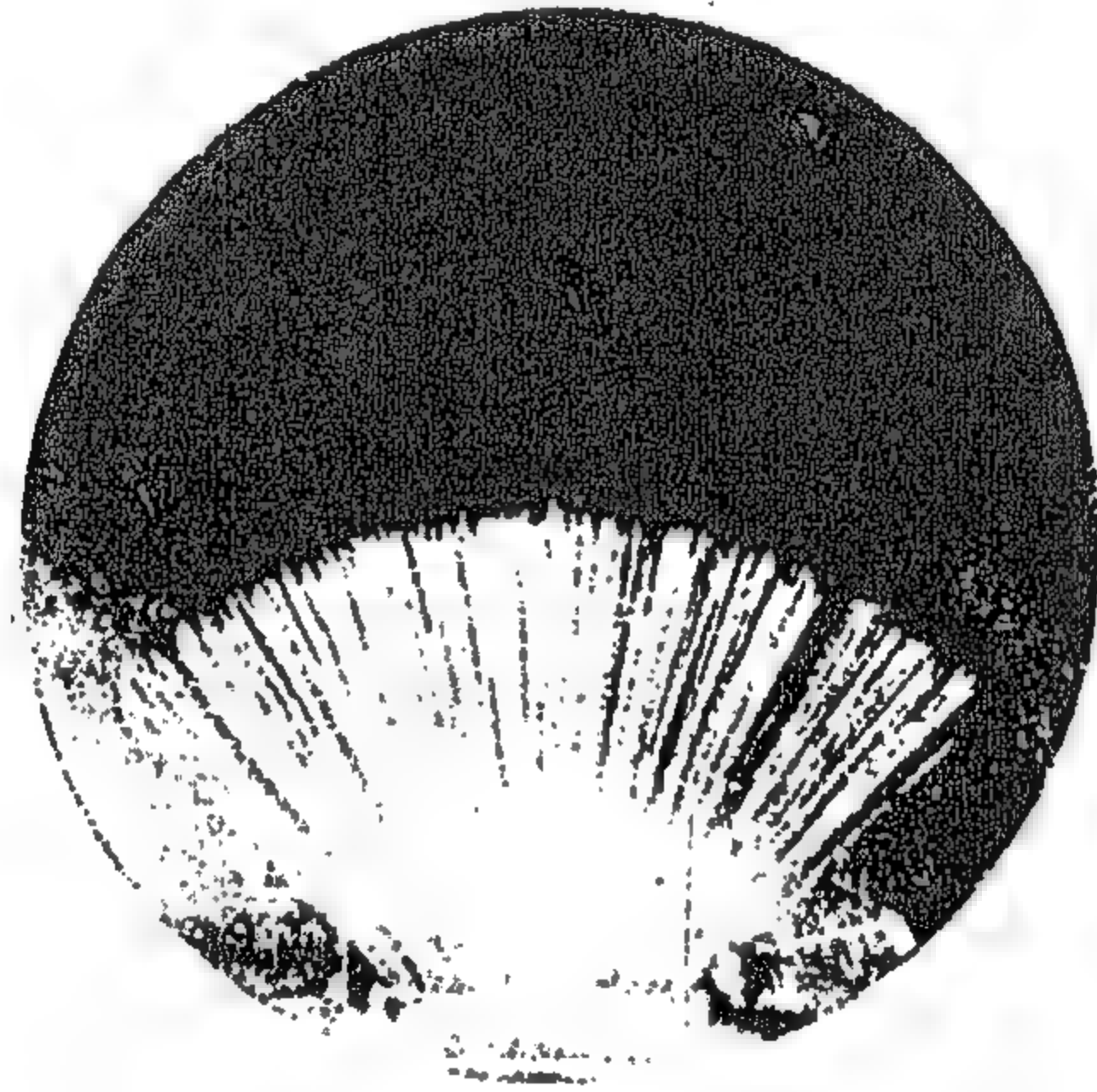
نظرية انشعاع ألفا

٣٧ - دعنا الآن نحاول تطبيق نظريتنا عن اختراق الحاجز على حالة فيزيائية فعلية .

في المسألة رقم ٣ في نهاية الفصل الثانى ذكرنا أن عمر النصف لنواة الراديوم $^{226}\text{Ra}_{88}$ المشعة بالحسيمات ألفا يجب اعتباره على أنه « طويل بصورة غير طبيعية » . فعمر النصف في هذه الحالة هو 1622 سنة ، وهذا يبدو بالتأكيد طويلاً جداً على أى مقياس زمنى نووى معقول . كفترة زمنية مميزة للعمليات النووية من الممكن أن نختار الزمن اللازم لكى يخترق الضوء النواة ، وهذا الزمن هو من رتبة العظم 10^{-23} sec ولكن عمر النصف للراديوم هو 5×10^5 sce وهذا يماثل 10^{33} مرة من « وحدات الزمن النووية الطبيعية » نحن نواجه إذن بمشكلة وصف العدد الهائل 10^{33} نعرف بأن « وحدة الزمن النووية الطبيعية » هي مفهوم غير مقيد إلى حد ما ، لكن مشكلتنا لن تصبح أكثر سهولة حتى لو جعلنا وحدة الزمن النووية أكبر 1000 مرة .

توجد حقيقة تجريبية أيضاً يجب أن نذكرها : بعض الأنوية المشعة لجسيمات ألفا لها أزيمة حياة أقصر من ذلك بكثير جداً . على سبيل المثال نظير البولونيوم $^{212}\text{Po}_{84}$ المشع لجسيمات ألفا له عمر نصف يساوي 3×10^{-7} sec فقط . على الطرف الآخر نذكر نظير اليورانيوم $^{238}\text{U}_{92}$ وهو أيضاً من مشعات ألفا : عمر نصفه 4.5×10^9 سنة . المشكلة الحقيقية إذن هي في المدى الهائل الذي تصادف في أعمار النصف لباعثات جسيمات ألفا .

طاقات جسيمات ألفا المنبعثة تقع نموذجياً في المدى من 4 — 10 MeV . يميز كل نظير مشع لجسيمات ألفا عموماً بطاقة محددة لجسيمات ألفا المنبعثة منه ، على الرغم من وجود حالات يمكن فيها لنواة أن تبعث بجسيمات ألفا ذات عدة طاقات مختلفة متفرقة . دعنا ننسى التعقيد الأخير ، الذي تدارسناه باختصار في البند ٤٠ من الفصل الثالث . تم التوصل تجريبياً إلى وجود ارتباط زمن الحياة لنواة وبين طاقة جسيمات ألفا المنبعثة منها : كلما ازدادت الطاقة كلما قصر زمن الحياة .



شكل ٣٧ أ صورة غرفة صحابية مبكرة تبين آثار جسيمات ألفا منبعثة

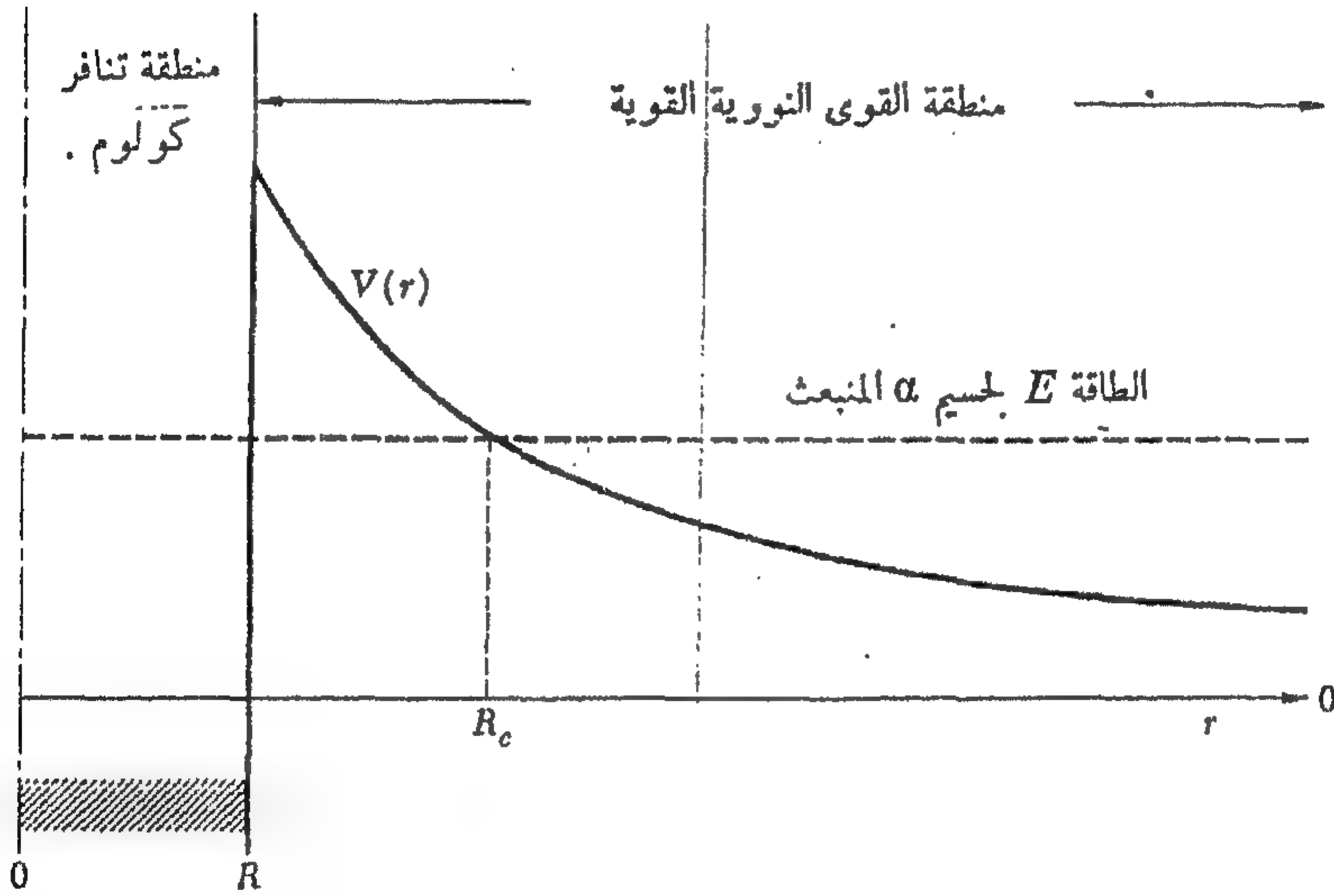
من مادة مشعة . أخذت الصورة من L. Meitner: "Über den Aufbau des Atominnern," Die Naturwissenschaften 15:1, 369 (1927).

جسيم ألفا بطاقة معينة له مدى جيد التحديد إلى درجة كبيرة في المادة ككل ، يفقد الجسيم طاقة بتأين ذرات المواد . ينتهي بالأثر عندما يفقد الجسيم كل طاقته الحركية الأولية . المدى R بالسنتيمتر في الهواء عند الضغط ودرجة الحرارة العياريين يعطيان تقريباً بواسطة العلاقة $R = 0.32 \times E^{3/2}$ ، حيث E هي الطاقة مقدرة بـ MeV

المصدر المشع الكائن في نهاية الصورة السفلى . يبعث بجسيمات ألفا بطاقتين مختلفتين من الممكن أن نرى بوضوح المدى المحدد جيداً للمجموعة ذات الطاقة الأعلى . تصل الجسيمات الأبطأ فقط إلى حوالى نصف المسافة التي تصلها الجسيمات الأسرع . (بالأذن من Springer verlag).

٣٨ - دعنا الآن نر ما إذا كان بإمكاننا وصف الحقائق المشاهدة . * طالما كان جسيم ألفا بداخل النواة فإنه يقع تحت تأثير القوى النووية القوية . تلك القوى ، كما شرحنا ، لها مدى قصير ، ويمكننا التخيل بأن تلك القوى لا تعمل خارج السطح النووي الذي يبلغ نصف قطر R . القوة المسيطرة خارج السطح النووي هي التنافر كهروستاتي بين جسيم ألفا ، الذي يحمل الشحنة $+2e$ ، وبين النواة الوليدة المتبقية بعد الاضمحلال . أنها تحمل شحنة مقدارها $+Z'e$ إذا ما كان Z' هو العدد الذري للنواة الوليدة . النواة الأصلية ، الوالدة ، تحمل الشحنة $+Ze$ ، حيث $Z = (Z' + 2)$ هو عددها الذري . بينا الموقف تخطيطياً في شكل ٣٨ أ . المسافة من مركز النواة تتزايد جهة اليمين . يمثل المنحنى المتصل طاقة الوضع لجسيم ألفا في وجود النواة الوليدة . خارج السطح النووي ، بمعنى $r > R$ ، هذا الجهد هو ببساطة جهد كولوم .

$$V(r) = \frac{2e^2Z'}{r}, \quad \text{for } r > R \quad (٣٨)$$



شكل ٣٨ أ تمثيل تخطيطي (بواسطة الخط المتصل) للجهد الذي يراه جسيم ألفا على مقربة من النواة . خارج النواة ، بمعنى ، بعد المسافة R يكون الجهد جهد كولوم . تكون القوى داخل النواة قوية الجذب . الشكل الدقيق للجهد غير معروف ، ولكن تمثل قوة الجذب بالانخفاض المفاجئ في الجهد عند R . الخط المشروط يمثل الطاقة الكلية لجسيم ألفا . تبعاً لميكانيكا الكم فمن الممكن أن يخترق جسيم ألفا حاجز الجهد . هذا يحدث في اضمحلال ألفا في الأنوية الثقيلة .

« تبرير محاولة إيجاد شرح على أساس نظرية شرودينجر هو أن سرعة جسيم ألفا خارج السطح النووي غير نسبية » ، كما يمكن للقارئ أن يقدرها لنفسه . تذكر أن طاقة جسيم ألفا لا تتعدى 10MeV .

عندما نصل إلى السطح النووي تصبح القوى النووية القوية الجذب فعالة ، هذا يعنى بأن الجهد يجب أن ينخفض بمدة . فى شكل ٣٨ أ جعلنا الموقف مثالياً بافترض أنه لدينا حقيقة جهد سلم . لم نرسم منحى الجهد داخل النواة لأنه ليس معروفاً جيداً : فى الحقيقة لا يحدد وجوده لأن جسيم ألفا من الممكن أن يفقد ذاتيته كجسيم فى مجال القوة النووية القوية .

يمثل الخط المنقط الطاقة الكلية لجسيم ألفا . هذه الطاقة E هى أيضاً الطاقة التى سيخرج بها أخيراً جسيم ألفا عند مسافات بعيدة من النواة ، حيث الجهد الكهرستاتي مساو للصفر تأثيرياً .

٣٩ - لقد رسمنا شكل ٣٨ بطريقة تدل على أن جسيم ألفا يجب أن يخترق حاجز جهد ، فى المنطقة من R إلى R_c ، قبل أن يمكن من انبعائه . دعنا نختبر فى حينه ، ما إذا كانت هذه هى الصورة الصحيحة . فإن نقطة الرجوع الكلاسيكية R_c ، المعطاة بواسطة

$$R_c = \frac{2e^2 Z'}{E} \quad (٣٩ أ)$$

يجب أن تحقق الشرط $R_c > R$

بالعروض بالقيم العددية التى تخص النواة $^{226}_{88}\text{Ra}$ ، والى لها $Z = 88$ ، $Z' = 86$ (العدد الذرى للغاز الحامل رادون) ، الطاقة الكلية $E = 4.78 \text{ MeV}$ ، نحصل على $R_c \cong 50 \times 10^{-13} \text{ cm}$ (لتبسيط الحساب العددي من الممكن كتابة $R_c = (e^2/m_e c^2) \times (2Z') \times (m_e c^2/E) \cong (2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}) \times (172) \times (0.5 \text{ MeV}/4.78 \text{ MeV}) \cong 50$ حيث m_e هى كتلة الالكتران)

ذكرنا فى البند ٣٦ من الفصل الثانى ، أن نصف القطر R لنواة ذات عدد كتلى A يعطى بواسطة

$$R \cong r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 1.2 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (٣٩ ب)$$

وبالنسبة للنواة $^{226}_{88}\text{Ra}$ ، والى لها $A = 226$ ، نحصل إذن على $R \cong 7.3 \text{ fermi}$.

الصورة إذن صحيحة كفيها : يجب على جسيم ألفا أن يخترق حاجز جهد . أما عددياً فإن الصورة غير صحيحة : فكان من الواجب رسم الحاجز أكثر سمكاً بكثير . كان وراء تنفيذها للشكل اعتبارات جمالية : على أى حال فإن السمات الهامة للموقف قد تم إظهارها كفيها .

المتباينة $R_c > R$ على صحيحة بصفة عامة بالنسبة للانوية المشعة لجسيمات ألفا . هذه العناصر المشعة كلها عناصر ثقيلة لها عدد ذرى Z كبير . النظر $^{226}_{88}\text{Ra}$ يمكن اعتباره كباعث ألفا نموذجياً . حاجز الجهد الذى يجب أن يخترقه جسيم ألفا هو إذن السمة الأساسية فى عملية اضمحلال ألفا ، ومن الممكن أن نأمل فى فهم التغير غير الطبيعي فى زمن الحياة كدالة للطاقة E بدلالة نظريتنا السهلة عن التأثير النفق .

٤٠ - دعنا إذن نحسب معامل النفاذ T بالنسبة لحاجز الجهد المين في شكل ٣٨ تبعاً للتأرجح (٣٦ ب) يعطى T بواسطة

$$\ln T \cong -2 \int_R^{R_c} dr \sqrt{\frac{2m_\alpha(2e^2Z'/r - E)}{\hbar^2}} \quad (٤٠ أ)$$

حيث نلاحظ أنه في ضوء (٣٩ أ) فإن التكاملية تتلاشى عند الحد الأعلى R_c لتدارس هذا التكامل ندخل متغيراً جديداً للتكامل يعرف بواسطة $x = r/R_c$ عندما يتغير r من R إلى R_c فإن المتغير الجديد x يتغير من $x_c = R/R_c$ إلى 1 بالأخذ في الاعتبار العلاقة (٣٩ أ) فن الممكن إذن كتابة التكامل (٤٠ أ) على الصورة

$$\ln T \cong -\frac{4e^2Z'}{\hbar} \sqrt{\frac{2m_\alpha}{E}} \int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \quad (٤٠ ب)$$

يمكن تقييم التكامل الموجود في (٤٠ ب) بسهولة كافية في شكل مغلق . ولكن ، بما أن المقدار $x_c = R/R_c$ بصفة عامة مقدار متواضع الصغر ، فإنه يكفي بالنسبة لأغراضنا أن نقوم بتقدير تقريبي نبقى فيه الحدين الأولين فقط في مفكوك بالنسبة لـ x_c نتقرب كما يلي

$$\begin{aligned} \int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} &= \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - \int_0^{x_c} dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \\ &\cong \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - \int_0^{x_c} dx \sqrt{\frac{1}{x}} = \int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} - 2\sqrt{x_c} \quad (٤٠ ج) \end{aligned}$$

يمكن تقييم الحد الأول في أقصى الجانب الأيمن من (٤٠ ج) بسهولة جداً إذا ما قمنا بالتعويض $x = \sin^2 \theta$ ونحصل على

$$\int_0^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} = 2 \int_0^{\pi/2} d\theta \cos^2 \theta = \frac{\pi}{2} \quad (٤٠ د)$$

التكامل في (٤٠ ب) يعطى إذن تقريباً بواسطة

$$\int_{x_c}^1 dx \sqrt{\frac{1}{x} - 1} \cong \frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{R}{R_c}} \quad (٤٠ هـ)$$

وإذا ما عوضنا بهذا التعبير في (٤٠ ب) مع أخذ (٣٩ أ) في الاعتبار نحصل على

$$\ln T \cong -\frac{2\pi e^2Z'}{\hbar} \sqrt{\frac{2m_\alpha}{E}} + \left(\frac{8}{\hbar}\right) \sqrt{e^2Z'Rm_\alpha} \quad (٤٠ و)$$

٤١ - للحصول على صيغة مفيدة وواضحة سوف نقوم بتقريبات أخرى . سوف نضع $Z' = 86$ و $R = 7.3 \text{ fermi}$ وهى قيم هذين البارامترين فى الحالة التى تكون فيها نواة نظير الراديوم هى النواة الأم . إذن نعتبر تلك القيم لـ Z' و R كقيم نمطية بالنسبة لكل الأنوية ذات نشاط ألفا الإشعاعى . كل مبعثات ألفا من الأنوية الثقيلة والتغير فى Z' الموجود فعلا بالنسبة لهذه الطائفة من الأنوية ليس كبيراً جداً . البارامتر الهام فى (٤٠ و) هو الطاقة E ، التى ، كما قلنا تتغير من $10 \text{ MeV} - 4$ إذن يمكن تبرير تقريبنا بدرجة معقولة ، خصوصاً فى ضوء التقريبات الأخرى التى قناها .
الآن بإدخال القيم العددية المناسبة للثوابت الفيزيائية فى (٤٠ و) ويوضع $Z' = 86$ و $R = 7.3 \text{ fermi}$ نحصل أخيراً على

$$\text{Log } T \cong - \frac{148}{\sqrt{E/\text{MeV}}} + 32.5 \quad (٤١ \text{ أ})$$

لاحظ أن (٤١ أ) تعطى اللوغاريتم العادى (الذى بالنسبة له 10 هو الأساس) لـ T للتعبير من اللوغاريتمات الطبيعية إلى اللوغاريتمات العادية نستخدم العلاقة $\text{Log } x = (\text{Log } e) (\ln x) \cong 0.434 \ln x$
لقد استنبطنا الآن التعبير العام (٤١ أ) لمعامل النفاذ T ، كدالة للطاقة E ، بالنسبة لحاجز الجهد الذى يجب على جسيم ألفا أن يتخطاه فى انبعاث ألفا . دعنا نرى كيف يمكننا استخدام هذه النتيجة لإيجاد زمن حياة مبعثات ألفا .

٤٢ - ندرس لهذا الغرض نموذجاً بسيطاً جداً لهذه العملية . نفترض بأنه قبل عملية الانبعاث يتأرجح جسيم ألفا جيئة وذهاباً داخل النواة على مدى قطر فيها . دع τ_0 يمثل الزمن المنصرم بين تصادمين متتاليين مع « الحوائط » . فى كل تصادم يوجد احتمال معين بأن يتسرب الجسيم من خلال حاجز الجهد . وفى الحقيقة يكون احتمال الانبعاث فى كل تصادم مفرد مساو بالضبط لمعامل النفاذ T يترتب على ذلك بأن على جسيم ألفا القيام بعدد من التصادمات من رتبة $1/T$ قبل أن يخرج من النواة ، ومن الممكن إذن كتابة زمن العمر τ كما يلى

$$\tau = \frac{\tau_0}{T} \quad (٤٢ \text{ أ})$$

أو

$$\text{Log } \tau = \text{Log } \tau_0 + \frac{148}{\sqrt{E/\text{MeV}}} - 32.5 \quad (٤٢ \text{ ب})$$

لتقدير τ_0 يمكننا الافتراض ، على أساس نموذجنا السهل ، بأن جسيم ألفا الذى بداخل النواة يتحرك بنفس السرعة v التى سوف يكتسبها بعد الانبعاث إذن نحصل على

$$\tau_0 = \frac{2R}{v}, \quad v = \sqrt{\frac{2E}{m_\alpha}} \quad (٤٢ ج)$$

إذا ما طبقنا هذا في حالة نظير الراديوم $^{226}_{88}\text{Ra}$ ، الذي استخدمناه كبتعث ألفا « عيارى » ،
نحصل على $\tau_0 \cong 10^{-21} \text{ sec}$.

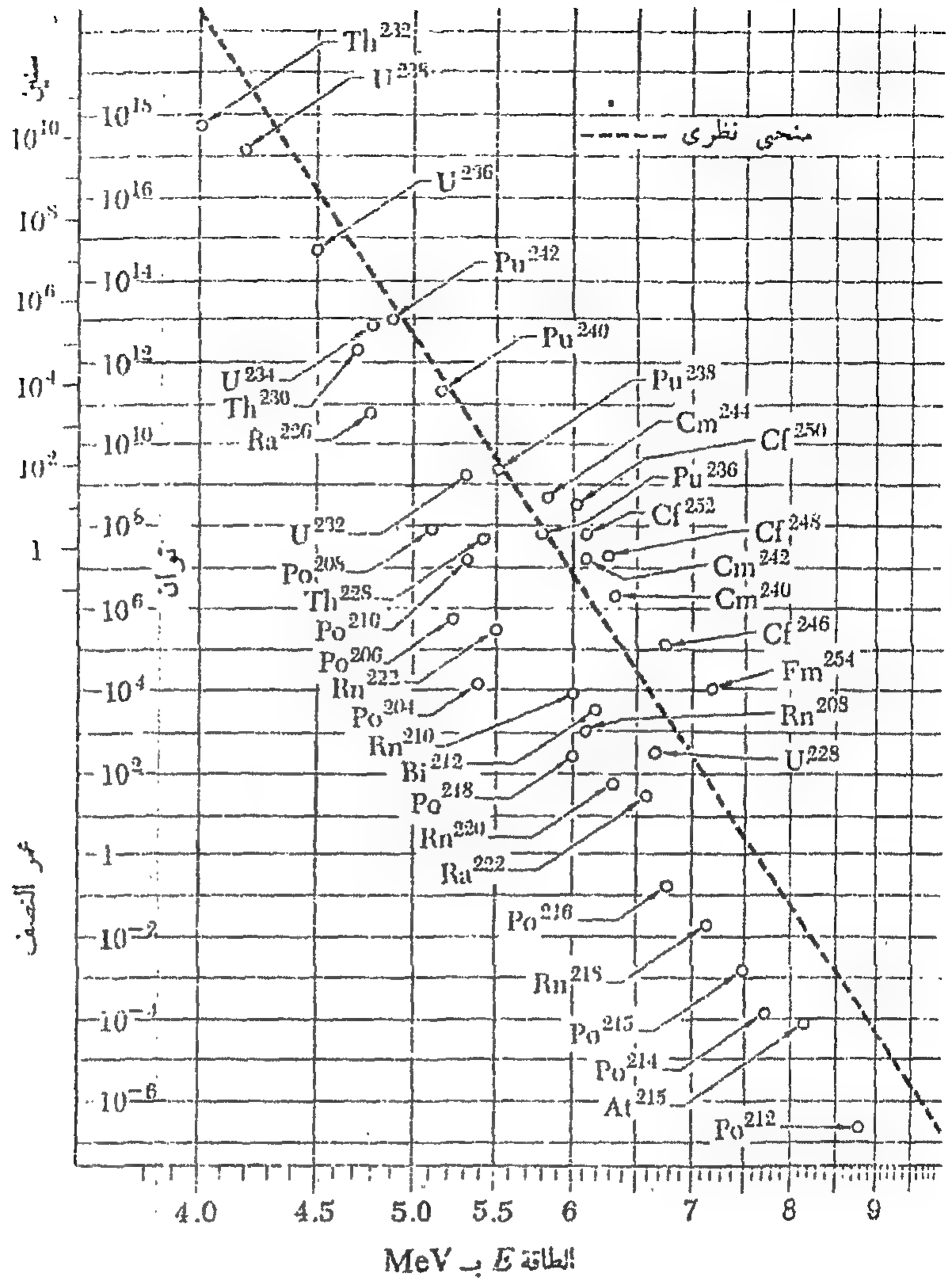
كما نرى من (٤٢ ج) فإن الزمن τ_0 يعتمد على الطاقة E كما يعتمد أيضاً على نصف القطر النووي R . مع ذلك ، توجد الكمية τ_0 كالمبتغير المطلق للوغاريتم في (٤٢ ب) وتغير الحد الأول مع E لا يعتمد به تماماً بالمقارنة مع تغير الحد الثاني مع E . لرؤية ذلك صراحة نأخذ في الاعتبار ماذا سيحدث عندما تتغير E من $4 \text{ MeV} - 9$ الزيادة . في الحد الأول من (٤٢ ب) إذن تساوى $\text{Log}(\frac{3}{2}) \cong 0.18$ ، الزيادة في الحد الثاني من (٤٢ ب) تكون أكبر كثيراً ، بمعنى $25 \cong (\frac{1}{2} - \frac{1}{3}) \times 148$. يمكننا إذن الافتراض بإطمئنان بأن القيمة $\tau_0 = 10^{-21} \text{ sec}$ تكون منطبة تقريباً بالنسبة لكل مبعثات ألفا ، وسوف نفترض ذلك . من الممكن أن يذكر الموضوع كما يلي : العامل الغالب في ابتعاث ألفا هو ظاهرة اختراق الحاجز . ما يجري بداخل النواة قبل عملية الابتعاث لا نعلمه بدرجة جيدة للغاية . ولكن يمكننا القول بأن العملية الداخلية تحدد زمناً τ_0 ، والذي يمكن تفسيره على أنه الزمن بين محاولتين متتاليتين من الجسم لاختراق الحاجز . يعتمد هذا الزمن بالتأكيد على النواة الأم تحت التساؤل . ولكن من الممكن الافتراض بعقلانية بأنه تقريباً من نفس الرتبة بالنسبة لكل مبعثات ألفا . على أي الحالات فإن التغير في الحد الأول من (٤٢ ب) بالنسبة لأي نموذج معقول من الممكن توقع صفوه بالمقارنة مع التغير في الحد الثاني ، ولهذا السبب فإن نموذجنا البسيط ، والذي يجب أن يعطى على الأقل رتبة العظم الصحيحة بالنسبة لـ τ_0 ، ليس بدرجة عدم الجودة التي يظهر بها في الوهلة الأولى ، أو ، بالأصح : من الممكن أن يكون نموذجاً غير جيد ولكن لا يهم كثيراً إذا ما كان غير جيد .

لقد وصلنا إذن إلى هدفنا الأخير ، وهو علاقة عامة بين زمن الحياة τ والطاقة E لمبعثات ألفا :

$$\text{Log}(\tau/\text{sec}) \cong \frac{148}{\sqrt{E/\text{MeV}}} - 53.5 \quad (٤٢ د)$$

٤٣ - في الشكل ٤٣ أ رسمنا نصف العمر لمبعثات ألفا مقابل الطاقة E : الخط المشروط يمثل المعادلة (٤٢ د) . في هذا الرسم البياني يمثل المحور الصادي $\log(\tau/\text{sec})$ والمحور السيني $1/\sqrt{E/\text{MeV}}$. والعلاقة (٤٢ د) إذن يمثلها خط مستقيم . في نفس الرسم البياني رسمنا عدداً كبيراً من باعثات ألفا معروفة على سبيل مقارنة نظريتنا مع الحقائق المشاهدة نلاحظ بأن النقاط العملية لا تقع بأي حال من الأحوال على المنحنى النظري ، ولكن من الواضح أيضاً بأن الاتجاه العام من النتائج المشاهدة يتم نسخة بواسطة المنحنى النظري . من الممكن اعتبار ذلك كإنتصار رائع لميكانيكا الكم بأن تأخذنا نظريتنا السهلة والسطحية إلى هذا المستوى من تفهم نشاط ألفا الإشعاعي والذي يبدو من الوهلة الأولى لظاهرة معقدة بدرجة كبيرة لا أمل فيها .

قدمت نظرية اختراق الحاجز الميكانيكية الكمية بواسطة جامو (Gamow) وبغير ارتباط بواسطة .



شكل ٣: أ عمر النصف لمبعثات ألفا مقابل الطاقة . تبين الدوائر الصغيرة في هذا الرسم البياني مجموعة مختارة من الأنوية ذات نشاط ألفا الإشعاعي . المحور الصادي يمثل اللوغاريتم لعمر النصف ، والمحور السيني يمثل الكمية $1/\sqrt{E}$ حيث E هي طاقة الحركة لجسيم ألفا المبعث . تتوقع نظريتنا السهلة بأن تقع النقاط على خط مستقيم ، مبين لخط متقطع في الرسم البياني . كما نرى فإن التوافق أبعد ما يكون عن الكمال بالنسبة للتفاصيل ، لكن الاتجاه العام في اعتماد بعمر نصفي على الطاقة يتم تكراره بصورة . إذا ما أخذنا هذا الرسم البياني في الاعتبار ككل فهو تأكيد عظيم لمعتقدات ميكانيكا الكم .

كندن وجيرني (Condon and Gurney) في عام ١٩٢٨* . منذ ذلك الوقت أضيفت بالطبع الكثير من التحسينات إلى نظرية اضمحلال ألفا ، وبذلك الإضافات من الممكن تفسير النتائج المشاهدة بتفصيل أكثر كثيراً .

٤٤ - مدى العمر المعطى بواسطة الشكل ٤٣ أ هو عمر النصف للأنوية المشعة . وكما يعلم القارئ بدون شك ، يحكم الاضمحلال الإشعاعي بواسطة قانون أسي بحيث أنه إذا كانت هناك في البداية ، عند زمن $t = 0$ ، عدد N_0 من أنوية النوع تحت التساؤل ، فإن عدد الأنوية المتوسط الموجودة عند زمن لاحق t يعطى بواسطة

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (٤٤ أ)$$

يعرف الثابت λ بثابت الاضمحلال ، أو بمعدل الاضمحلال . يعرف مقلوبة ، $1/\lambda$ ، بمتوسط العمر للنواة ، يعرف عمر النصف كالزمن الذي يصبح عنده $N(t) = N_0/2$: عند هذا الزمن تكون نصف الأنوية الموجودة أصلاً قد تحللت ، في المتوسط ، بالرمز إلى متوسط العمر بالرمز τ_m ، وإلى عمر النصف بالرمز $\tau_{1/2}$ ، نحصل على

$$\tau_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau_m \ln 2 \quad (٤٤ ب)$$

من الممكن أن تتساءل عما إذا كانت الصيغة (٤٢ د) تعطينا متوسط العمر ، عمر النصف ، أو من المحتمل زمن عمر آخر . يعطينا استدلالنا في الحقيقة متوسط العمر ، ولكن في مدى دقة مناقشتنا لا يكون هناك فرق على وجه الإطلاق إذا ما تكلمنا عن متوسط العمر أو عمر النصف . كما نرى في الشكل ٤٣ أ فإن نتائجنا صحيحة في مدى عامل يساوي 100 أو 1000

٤٥ - خذ في الاعتبار شكل ٣٨ أ ثانية . هذا الشكل أيضاً له علاقة مباشرة أيضاً بالعملية العكسية التي يتصادم فيها جسيم مشحون ذو طاقة تساوي E ، أقل من ارتفاع الحاجز . مع نواة . الجسيم تحت التساؤل من الممكن أن يكون جسيم ألفا أو بروتون ، أو من المحتمل أن يكون ديوترون . إذا ما تمكن الجسيم من الوصول إلى داخل الحاجز بمعنى ، إلى المنطقة التي تعمل فيها القوى النووية القوية فسوف يحدث تفاعل نووي بصفة عامة . تبعاً للميكانيكا الكلاسيكية فسوف لا يتمكن الجسيم من اختراق الحاجز ، ولكننا الآن على علم بأن الموقف يختلف بالنسبة لميكانيكا الكم . إذا ما كانت الطاقة E صغيرة جداً فإن معامل النفاذ T يكون أيضاً صغيراً ، وليس من المحتمل حدوث تفاعل نووي في أي تصادم معين . كلما ازدادت طاقة الجسيم تزداد معها شفافية الحاجز ، وبالمثل يزداد احتمال حدوث تفاعل نووي . بالإضافة

* G. Gamow, "Zur Quantentheorie des Atomkernes," *Zeitschrift für Physik* 51, 204 (1928). See also G. Gamow, "Quantum theory of nuclear disintegration," *Nature* 122, 805 (1928); R. W. Gurney and E. U. Condon, "Wave mechanics and radioactive disintegration," *Nature* 122, 439 (1928).

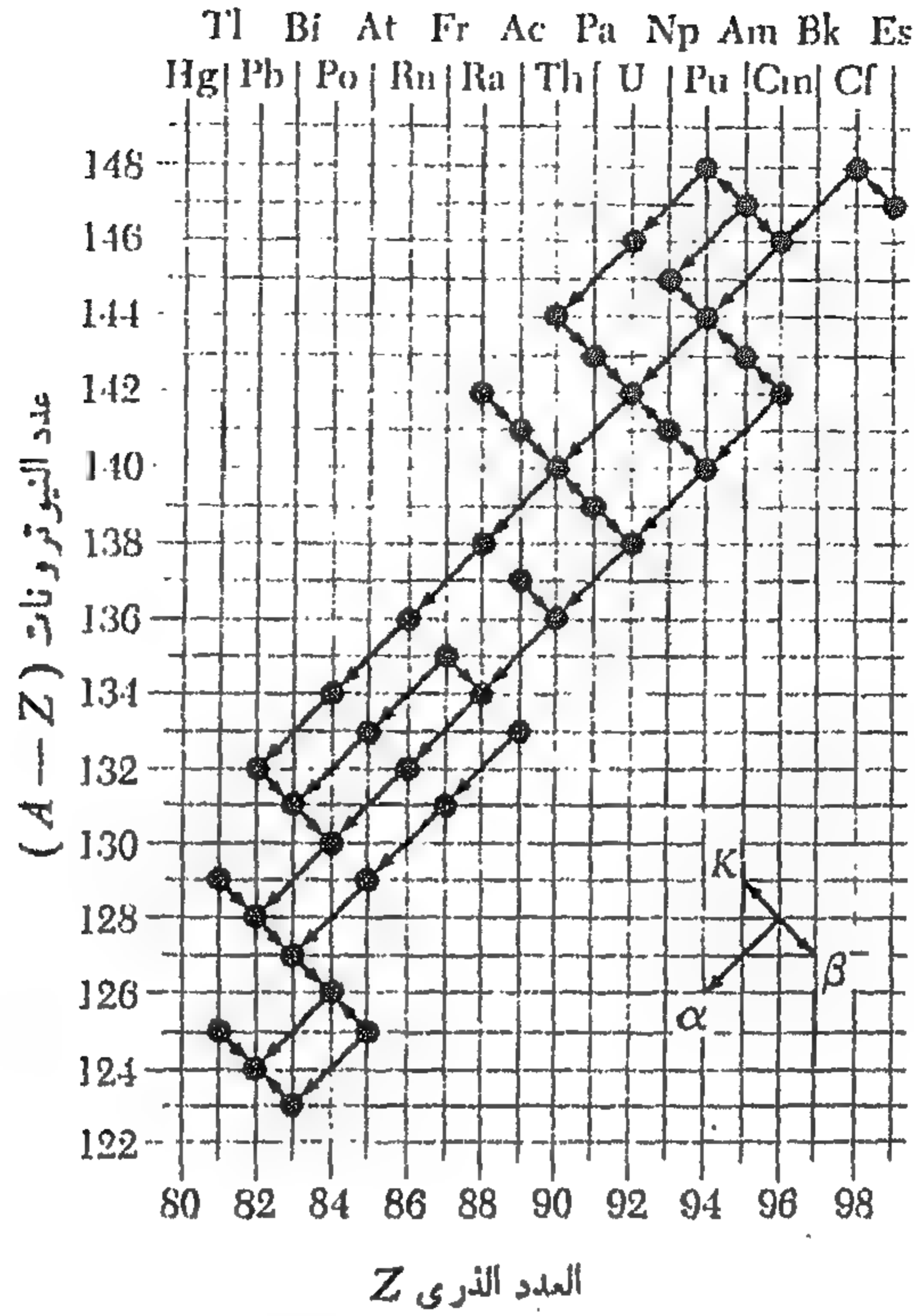
إلى ذلك فتمثل تلك الزيادة تقريباً بواسطة دالة أسية للطاقة . هذه الظاهرة في اختراق الحاجز هي إذن سمة هامة للكثير من التفاعلات النووية التي تتضمن جسيمات ساقطة مشحونة ذات طاقة ليست بالعالية جداً . يختلف الموقف كلية عندما يكون الجسيم الساقط عبارة عن نيوترون . يخفى في هذه الحالة الحاجز الكولومى ، ومن الممكن أن يدخل النيوترون بحرية داخل النواة مهما كانت طاقته صغيرة . في الحقيقة يحدث الكثير من التفاعلات النووية بنتائج كبير بالنسبة للنيوترونات الحرارية ، التي نفهم بواسطتها بأن النيوترونات بطاقة تقابل درجة حرارة الغرفة ، بمعنى ، حوالى $1/40 \text{ eV}$

٤٦ - يمكن ترتيب الأنوية الثقيلة المشعة في أربع مجموعات تقابل أربع متسلسلات إشعاعية مختلفة ، أو سلاسل إضمحلالية . في حالة ابتعاث ألفا يتغير العدد الكلى A للنواة بمقدار 4 - وحدة ، وبتغير العدد Z بمقدار 2 - وحدة . في حالة اضمحلال بيتا الذى ينبعث فيها إلكترون (بوزيترون) مع ضديد النيوتريون (نيوتريون) ، لا يتغير العدد الكتلى ، ولكن يتغير العدد الشحنى بمقدار $1 + (-1)$ تضمحل بعض الأنوية الثقيلة عن طريق ابتعاث ألفا ، وبعضها يضمحل عن طريق ابتعاث بيتا . يوجد احتمال آخر : من الممكن أن تتصيد نواة واحدة من إلكترونات سحابة الإلكترونات التي تحيط بها ، وتبعث في نفس الوقت بنيوتريون . تسمى هذه العملية بأسر K . أنها على علاقة وثيقة باضمحلال بيتا . التفاعل التبادلى الأساسى والمسؤول عن أسر K و اضمحلال بيتا هو التفاعل التبادلى الضعيف العالمى والذى تنازلناه بالذكر من قبل . لا يساهم الإلكترون ، والبوزيترون ، والنيوتريون في التفاعلات القوية والتي منها « القوة النووية » كثال ، على حين يساهم جسيم ألفا . السبب في مدى الأعمار الطويلة التي يتم مصادفتها في اضمحلال بيتا وأسر K ليس تأثير نفاذ حاجز ، ولكن ببساطة الضعف الذاتى للتفاعلات التبادلية الضعيفة .

في اضمحلال ألفا ، اضمحلال بيتا أو أسر K ، يتغير العدد الكتلى A بأربع وحدات ، أو لا يتغير على الإطلاق . يمكن إذن تجميع الأنوية المشعة في أربع مجموعات ، والعدد الكتلى ضمن مجموعة يكون على الصورة $A = (4n + r)$ حيث n متغير ، ولكن r ثابت . المجاميع الأربع تقابل أربع قيم مختلفة $r = 0, 1, 2, \text{ or } 3$ إحدى تلك المتسلسلات الإضمحلالية المشعة ، بالنسبة لـ $r = 2$ توسع في الشكلين ٤٦ أ - ب .

عنصر مشع يوجد في الطبيعة إما أن يكون ذو مدى عمر كبير جداً ، أو أن يكون عضواً من أعضاء سلسلة اضمحلال ناشئة عن عنصر طويل الحياة . نذكر ضمن الأنوية الثقيلة ذات مدى العمر الطويل النواة U^{238} بعمر نصفي 4.5×10^9 سنة ، Th^{232} بعمر نصفي 1.4×10^{16} سنة ، و U^{235} بعمر نصفي 7.13×10^8 سنة . العضو الأطول عمراً من العائلة $(4n + 1)$ هو نظير النبتونيوم Np^{237} بعمر نصفي 2.2×10^6 سنة . يعتبر هذا بالزمن القصير إذا ما قيس بمقياس العمر الجيولوجى ، وعلى ذلك فإن العائلة $(4n + 1)$ لا توجد بصورة طبيعية .

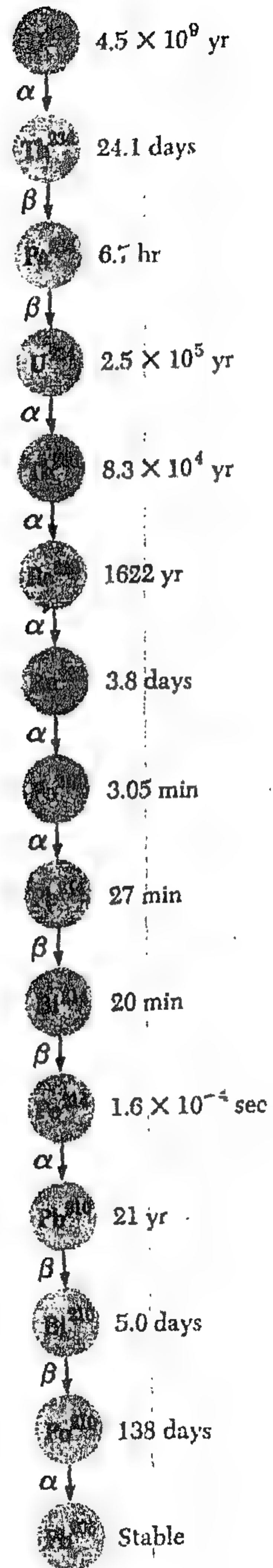
القليل من الأنوية الخفيفة الموجودة طبيعياً هي أيضاً مشعة . من أمثلتها الأنوية ذات نشاط بيتا مثل K^{40} بعمر نصفي 1.3×10^9 سنة و Rb^{87} بعمر نصفي 4.7×10^{10} سنة .



شكل ٤٦ أ أنوية مشعة ثقيلة ، تعطى أعدادها الكتلية على الشكل $A = (4n + 2)$ تبين الأسهم الاضمحلال الإشعاعي ، نوع الاضمحلال تبينه اتجاهات الأسهم كما توضحه الخريطة الصغيرة في أسفل اليمين من الشكل . يرمز الرمز α إلى اضمحلال α يرمز الرمز β' إلى اضمحلال بيتا (من خلال ابتعاث إلكترون وضديد النيوتريون) . ويرمز الرمز K إلى أسر K لاحظ أن بعض الأنوية تضمحل بطريقتين مختلفتين . لاحظ أيضاً أن الناتج النهائي لكل سلاسل الاضمحلال بعاليه هو نظير الرصاص المستقر Pb^{206} .

٤٧ - ظاهرة النشاط الإشعاعي الطبيعي تجعل من الممكن تعيين أعمار الصخور بمعنى ، الزمن الذي انقضى منذ آخر تحول كيميائي لها . المبدأ سهل : نعين المقادير النسبية لنظير مشع ذي عمر طويل والناتج النهائي المستقر في سلسلة الاضمحلال والموجودة في عينة . نأخذ في الاعتبار ، مثلاً ، سلسلة اليورانيوم - راديوم الإضمحلالية والتي تبتدئ بنواة اليورانيوم - U^{238} وتنتهي بالنظير المستقر رصاص - Pb^{206} نفترض بأننا وجدنا ، في عينة معينة ، مقدار من الرصاص - Pb^{206} يناظر عدداً من الذرات يساوي N_{Pb} ومقدار من اليورانيوم - U^{238} يناظر عدداً من الذرات يساوي N_U إذا ما افترضنا بأن كل ذرات الرصاص - Pb^{206}

شكل ٤٦ ب سلسلة النشاط الإشعاعي يورانيوم - راديوم -
 رصاص . أعمار النصف مبيّنة على اليمين ونوع الاضمحلال على
 اليسار . تلك النظائر توجد بصورة طبيعية (في معان
 اليورانيوم) لأن منشأهم من نظير اليورانيوم 238 ذي العمر
 الطويل . بالنسبة لمقياس الزمن الجيولوجي لا تعتبر أعمار النصف
 محسوسة لعناصر ما وراء اليورانيوم الموجودة في هذه السلسلة
 (أعداد كتلية من الشكل $4n + 2$) .



قد نتجت عن اضمحلال اليورانيوم ، فيمكننا كتابة

$$N_U = N_0 e^{-\lambda T}, \quad N_{Pb} = N_0 (1 - e^{-\lambda T}) \quad (١٧٤)$$

حيث N_0 هو عدد ذرات اليورانيوم 238 التي كانت موجودة في البداية ، λ هو معدل الاضمحلال لليورانيوم ، و T هو عمر العينة . بما أن $N_0 = N_U + N_{Pb}$ إذن نحصل على

$$e^{\lambda T} = \frac{(N_{Pb} + N_U)}{N_U} \quad (١٧٥)$$

وبما أن λ معلومة يمكننا إذن تعيين T . تعطى هذه الطريقة في الحقيقة حداً أقصى على T ، لأن بعض ذرات الرصاص - 206 الموجودة حالياً من المحتمل أنها كانت موجودة عند تكون المعدن . طريقة أكثر دقة هي إذن ضرورية ، ويجب علينا مقارنة التركيب النظائري للرصاص في المعادن التي لا تحتوي على يورانيوم مع التركيب في المعادن التي تحتوي على يورانيوم ، مثالنا إذن مبسط أكثر من اللازم ، ولكنه يوضح المبدأ المستخدم .

طريقة أخرى تعتمد على مقارنة محتوى الهليوم في الصخور مع محتواها من اليورانيوم . مع كل انبعاث ألفا في سلسلة الاضمحلال تنتج نواة من الهليوم ، وإذا ما كنا متأكدين من أن الهليوم لم يتسرب من داخل الصخرة فيمكننا إذن تعيين عدد ذرات اليورانيوم التي تحللت منذ تكوين الصخرة* .

من خلال مثل هذه الطرق وجد أن أقدم الصخور في القشرة الأرضية لها من العمر حوال 3×10^9 سنة . هذا بالتأكيد حد أدنى لعمر الأرض ، ذلك لأن القشرة الأرضية عانت من الكثير من التحولات الكيميائية فيما مضى . درست النيازك أيضاً ، ووجد أن أعمارهم حوال 4.6×10^9 سنة . لا تعرف الكيفية التي تكونت بها النيازك بأي نوع من التأكيد ، ولكن يوجد دليل جيد بأنها قد تكونت (مبلورة) في حوال نفس الزمن الذي تكونت فيه الأجسام الصلبة الأخرى في النظام الشمسي . عمر الأرض كجسم يكون إذن حوال 4.6×10^9 سنة . بالإضافة إلى ذلك فن الممكن باستخدام « ساعات » النشاط الإشعاعي ، تقدير الزمن الذي انقضى بين التكوين الأخير للعناصر الكيميائية في النيازك وبين تبلورها . تبعاً لتقدير*

* التقدير الأول لعمر الأرض على أساس النشاط الإشعاعي قام به رزرفورد . انظر

E. Rutherford, "The Mass and Velocity of the α particles expelled from Radium and Actinium," *Philosophical Magazine* 12, 348 (1906).

انظر الصفحات ٣٦٨ - ٣٦٩ ، حيث توصل رزرفورد إلى التقدير 400 مليون سنة للمعادن التي درسها .

J. H. Reynolds, "Determination of the age of the elements," *Physical Review Letters* 4, 8 (1960).

انظر أيضاً

C. M. Hohenberg, F. A. Podeseck, and J. H. Reynolds, "Xenon-Iodine Dating: Sharp Isochronism in Chondrites," *Science* 156, 202 (1967),

من أجل بعض نتائج تدل على أن الزمن من الممكن أن يكون أقصر بدرجة محسوسة جداً .

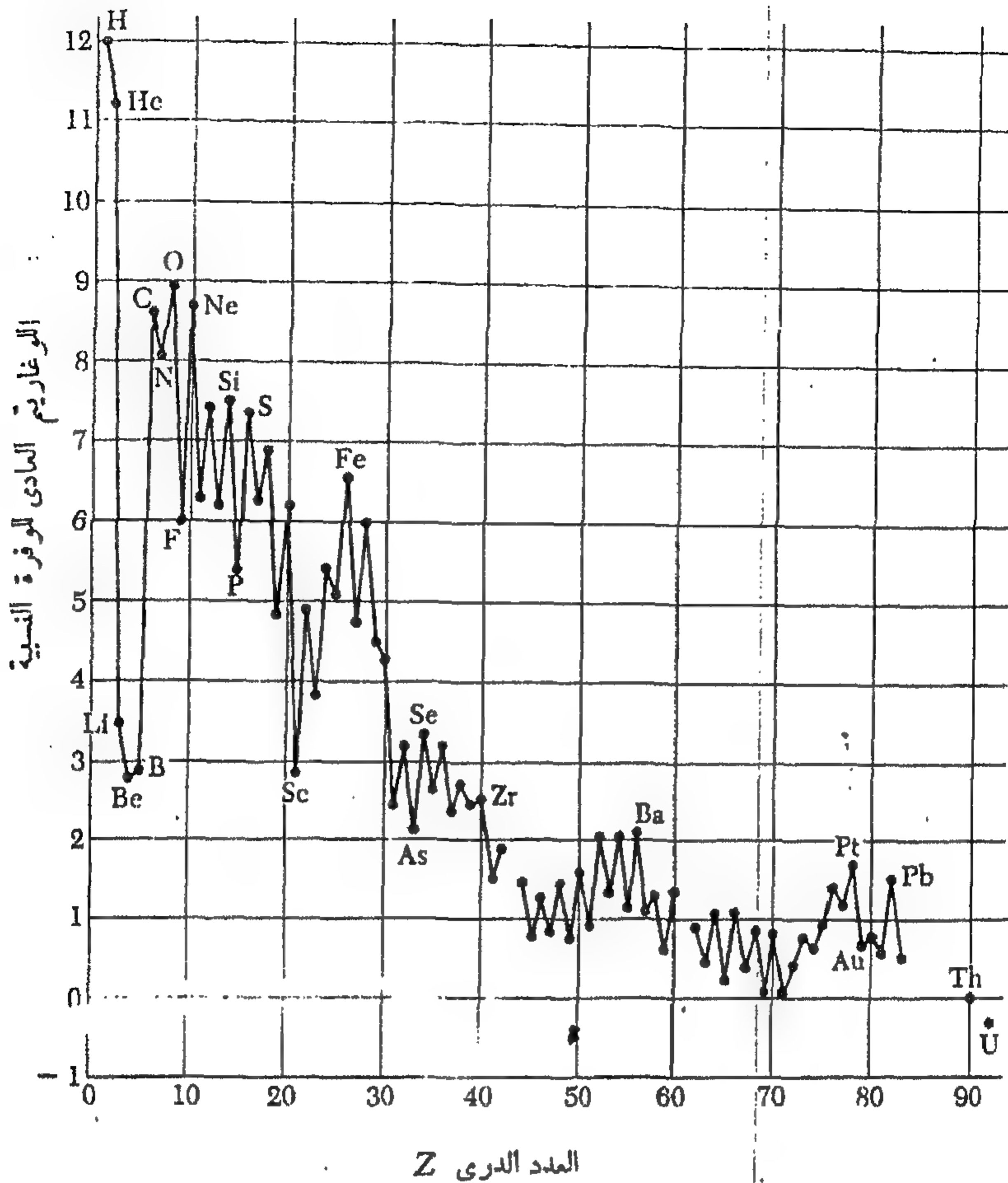
مائل ، فيبدو بأن هذا الزمن كان حوالى 0.35×10^9 سنة . ذلك يعنى بأن البناء النهائى للعناصر الكيميائية المحتواه فى الكواكب والنيازك تم منذ حوالى 5 بلايين سنة مضت . هذا إذن هو العمر المقدر لنظامنا الشمسى .

٤٨ - من الطبيعى أن نضمن التفكير أكثر . كم هو عمر الكون ؟ كيف تم تكوين العناصر الكيميائية؟ لا يمكن أن نناقش هنا الأفكار التى تؤدى إلى تقديرات لعمر الكون . من المعتقد أن عمر الكون من الممكن أن يكون حوالى 10 بلايين سنة ، تقريباً من نفس رتبة عظم عمر النظام الشمسى .

من المعتقد فيه أن العناصر الكيميائية تم تكوينها من الهيدروجين فى تفاعلات نووية فى النجوم . يبين شكل ٤٨ أ الوفرة المقدرة للعناصر الكيميائية فى النظام الشمسى . النقط التى تمثل عناصر كيميائية مفردة ليست بالنقط التجريبية بالمفهوم بأنها تنشأ جميعها من قياسات على عينة عيارية مفردة . تمثل النقط تقديرات مبنية على أساس عدد كبير من أنواع مختلفة من القياسات ، مثل التعيين الطيفى للوفرة النسبية فى الجو الشمسى قياسات للوفرة النسبية فى النيازك وتقديرات للتركيب الكيميائى للقشرة الأرضية . لاحظ بأن الهيدروجين هو أكثر العناصر وفرة بدرجة كبيرة . لاحظ أيضاً الذرات فى منحنى الوفرة المناظرة لعناصر مستقرة معينة . يوجد أيضاً اتجاه منهجى واضح الرؤية بالنسبة لتلك العناصر ذات الأعداد الذرية الزوجية بأنها أكثر وفرة من العناصر المجاورة ذات الأعداد الذرية الفردية ، الذى يعكس الحقيقة بأن الأنوية التى تحوى عدداً زوجياً من البروتونات وعدداً زوجياً من النيوترونات تميل بأن تكون أكثر استقراراً عن الأنوية الأخرى .

لشرح هذا المنحنى بكل تفاصيله وعلى ذلك نقتنى أثر التاريخ الأول للنظام الشمسى لمسألة مبهره . يعتقد بأن السمات الأساسية لمنحنى الوفرة بأنها مفهومة بدرجة معقولة فى وقتنا هذا .

لا يوجد عند المؤلف شئ يقوله حول السؤال عن كيفية منشأ الهيدروجين فى الأساس .



شكل ٤٨. ا. رسم بياني يوضح الوفرة النسبية المقدرة للعناصر في النظام الشمسي . البيانات مأخوذة من جدول (في الصفحات ١٩٢ - ١٩٣) من L. H. Aller: The Abundance of the Elements (Inter-science Publishers, Inc., New York, 1961).

والرسم البياني تم الإيحاء به عن طريق رسم بياني مماثل في صفحة ١٩١ من نفس الكتاب . المحور الصادي يمثل اللوغاريتم للأساس عشرة للوفرة النسبية ، بمعنى ، العدد النسبي للذرات . النقاط التي تمثل عناصر متحاورة تم توصيلها من أجل السهولة في القراءة . رسم بياني مثل هذا مبني على أساس تشكيلة من أنواع مختلفة جداً من القياسات ، وكذلك على أفكار نظرية معينة . البيانات بالنسبة للعناصر الخفيفة مأخوذة بالأكثرية من دراسات طيفية للشمس . على حين أن التقديرات بالنسبة للعناصر الثقيلة تأخذ في الاعتبار دراسات تركيب النيازك . الرسم البياني ملخص معقول عن المعلومات الحالية ، ولكن يجب أن نفهم بأن بعض البيانات المعروضة غير دقيقة ومبدئية إلى حد كبير . من المعتقد أن وفرة العناصر في كل الكون (المرئي) تقريباً متماثلة مع الوفرة في النظام الشمسي . التوافر الموجود في محيطنا الفوري يختلف بدرجة كبيرة عن التوافر « الكوني » (انظر الجدول (٤٨ ب)) .

جدول ٤٨ ب العناصر الثمانية الأكثر وجوداً في القشرة الأرضية

العنصر	عدد الذرات (نسبة مئوية)
أوكسجين	62.6
سيليكون	21.2
ألومنيوم	6.5
صوديوم	2.64
كالسيوم	1.94
حديد	1.92
مغنسيوم	1.84
بوتاسيوم	1.42

يبين الجدول التركيب المقدّر للأشياء العشرة الخارجة من القشرة الأرضية مع المحيطات والغلاف الجوي . هذه العناصر الثمانية تكون مجتمعة 99% من كتلة هذا المجال . لا يتمكن مجال الجاذبية الأرضية الضعيف من الإبقاء على العناصر الخفيفة مثل الهيدروجين والهيليوم ، مما يشرح انخفاض وفرتها بالمقارنة مع البيانات الكونية . وفرة العناصر الأثقل في الأرض يمكن ثوقها بأن تكون مماثلة للوفرة الكونية . ولكن أدت العمليات الجيولوجية على الأرض إلى التفرقة الكيميائية للعناصر ، ولا تعتبر البيانات الخاصة بالقشرة ممثلة للأرض ككل .

موضوع متقدم :

معايرة الدالة الموجية *

٤٩ - دعنا نتدارس دالة شرودينجر الموجية ، والسهولة ، نحدد أنفسنا للحالة ذات البعد الواحد ، والتي فيها الدالة الموجية $\psi(x, t)$ دالة لـ x و t . ذكرنا بأن التربيع المطلق للدالة الموجية يتناسب مع كثافة احتمالية . هذا يعنى بأن الاحتمال بأن نجد الجسم عند الزمن t في المدى $x_1 < x < x_2$ يكون

$$P(x_1, x_2) = N \int_{x_1}^{x_2} dx |\psi(x, t)|^2 \quad (٤٩ أ)$$

حيث N ثابت ما لا يعتمد على x . كيف نعين الثابت N ؟ بالافتضاء البسيط بأن احتمال العثور على الجسم في أى مكان يجب أن يساوى واحداً ، بمعنى ، يجب أن نحصل على

$$1 = N \int_{-\infty}^{+\infty} dx |\psi(x, t)|^2 \quad (٤٩ ب)$$

* يمكن حذفها بالنسبة للقراءة الأولى .

الآن ، من الممكن تصور حدوث عدم تجمع التكامل (٤٩ ب) . إذا ما كان الحال كذلك فإن الثابت N يجب أن يساوى الصفر ، ويترتب على ذلك من معادلة (٤٩ أ) بأن احتمال العثور على الجسم في أى فترة نهائية يجب أن يساوى صفرأ أيضاً . هذا الوضع لا يمكن أن يناظر أى شئ ذو معنى فيزيائى ونستخلص الاستنتاج الهام بأن دالة شرودينجر الموجية $\psi(x,t)$ يجب ، بالنسبة لكل قيم t ، أن تكون دالة لـ x مكاملة التربيع . بالتسمية « مكاملة التربيع » نفهم الشرط بأن التكامل في (٤٩ ب) يتجمع .

افترض إذن بأن الدالة الموجية $\psi(x,t)$ هى بالفعل مكاملة التربيع . من الممكن إذن أن نعرف دالة موجية جديدة $\psi_n(x,t)$ بواسطة

$$\psi_n(x,t) = \sqrt{N} \psi(x,t) \quad (٤٩ ج)$$

حيث N تعطى بالمعادلة (٤٩ ب) . هذه الدالة الموجية لها خاصية طريفة بأن

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx |\psi_n(x,t)|^2 = 1, \quad P(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} dx |\psi_n(x,t)|^2 \quad (٤٩ د)$$

وكثافة الاحتمال إذن تساوى التربيع المطلق للدالة الموجية .

تسمى دالة موجية محققة للشرط الأول في (٤٩ د) بدالة موجية معايرة ، أو تسمى بأنها معايرة للوحدة . من الواضح بأنه من المريح التعامل مع مثل هذه الدالة الموجية حيث أن تربيعها المطلق مساو لكثافة الاحتمال .

٥٥ - يجب الآن أن نرعى تساؤلاً هاماً : هل الثابت N كما هو معرف بواسطة (٤٩ ب) ، يعتمد على الزمن t ؟ افترضنا أن $\psi(x,t)$ هى حل فعل للمعادلة شرودينجر

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x,t) + V(x) \psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t) \quad (٥٠ أ)$$

إذن الدالة الموجية الجديدة $\psi_n(x,t)$ تكون أيضاً حلاً لهذه المعادلة إذا ما كان الثابت N لا يعتمد على الزمن .

سوف نبرهن النظرية الآتية : إذا ما كانت $\psi(x,t)$ تحقق المعادلة (٥٠ أ) وإذا ما كانت $\psi(x,t)$ تؤول إلى الصفر « بسرعة كافية » عندما تؤول x إلى $+\infty$ أو $-\infty$ ، إذن

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} dx |\psi(x,t)|^2 = 0 \quad (٥٠ ب)$$

هنا « بسرعة كافية » تعنى ، بجانب أشياء أخرى ، أن $\psi(x,t)$ مكاملة التربيع .

لإثبات هذه النظرية نفاضل داخل علامة التكامل :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} |\psi(x,t)|^2 &= \frac{\partial}{\partial t} \psi^*(x,t) \psi(x,t) \\ &= \psi^*(x,t) \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \psi^*(x,t)}{\partial t} \psi(x,t) \quad (٥٠ ج)\end{aligned}$$

تعطينا المعادلة (٥٠ ج) تعبيراً للتفاضل الزمني للدالة $\psi(x,t)$ للحصول على تعبير مماثل للمرافق المركب $\psi^*(x,t)$ للدالة الموجية نكون ببساطة المرافق المركب للمعادلة (٥٠ أ) فتعطينا المعادلة

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi^*(x,t) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi^*(x,t) - V(x) \psi^*(x,t) \quad (٥٠ د)$$

افترضنا هنا بأن $V(x)$ دالة حقيقية ، وهذا يمكن تعليله في نظرية شرودينجر حيث الجهد يجب أن يناظر الجهد في المسألة الكلاسيكية المناظرة . وكون الجهد حقيقياً هو أمر أساسي في مناقشتنا ، وهذا الفرض موجود بصورة مستديمة في نظرية شرودينجر .

الآن بحذف التفاضلات الزمنية من (٥٠ ج) باستخدام (٥٠ أ) و (٥٠ د) نحصل على

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} |\psi(x,t)|^2 &= \frac{i\hbar}{2m} \left(\psi^* \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \psi \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^2} \right) \\ &= \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial}{\partial x} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \right) \quad (٥٠ هـ)\end{aligned}$$

إذن نحصل على

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} dx |\psi(x,t)|^2 &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\partial}{\partial t} |\psi(x,t)|^2 = \\ &= \frac{i\hbar}{2m} \left[\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \right]_{-\infty}^{+\infty} \quad (٥٠ و)\end{aligned}$$

مع ذلك ، إذا ما بقى تفاضل الدالة الموجية (بالنسبة لـ x) محدوداً ، فسوف يتلاشى التعبير الذي على اليمين في (٥٠ و) لأننا افترضنا بأن الدالة الموجية سوف تتلاشى عند ما لا نهاية . وبذلك تكون العلاقة (٥٠ ب) محققة ، ويترتب على ذلك في الحال ، من (٤٩ ب) ، بأن N هو بالفعل ثابت لا يعتمد على الزمن t . الدالة $\psi_n(x,t)$ إذن هي أيضاً حل لمعادلة شرودينجر (٥٠ أ) . من الممكن دائماً تكوين دالة موجية معاكسة من دالة موجية فيزيائية معينة ، وإذا ما أردنا فن الممكن أن نتعامل بالكامل مع دوال موجية معاكسة للوحدة .

تتحقق تلك الاستنتاجات الهامة أيضاً في الحالة الثلاثية الأبعاد . سوف لا نبين ذلك هنا ، ولكن نقرر فقط بأن إثبات ذلك يماثل تماماً الإثبات في الحالة ذات البعد الواحد .

٥١ - عند هذه المرحلة من الممكن أن يكون القارئ قلقاً للغاية لأن استنتاجنا الثابت بأن كل دالة موجية ذات مضمون فيزيائي يجب أن تكون مكاملة التريبع تبدو وكأنها تضيئ شكوكاً على مناقشتنا المبكرة في هذا الفصل عن الموجات المستوية أحادية اللون . من الواضح أن دالة موجية من الشكل $\exp(ixp/h - itp^2/2mh)$ لا تكون مكاملة التريبع وعلى ذلك لا يمكن مفايرتها إلى الوحدة . نجد أنفسنا مضطرين إلى الاستخلاص بأن موجة لها كمية تحرك p محددة تحديداً دقيقاً ، وتعتمد على الإحداثي x فقط ، من خلال العامل $\exp(ixp/h)$ لا تناظر حالة حركة فيزيائية يمكن تحقيقها للجسيم . من ناحية أخرى ، فلسنا ممنوعين من اعتبار دالة تكون على مدى فترة كبيرة على محور x معتمدة على x من خلال العامل $\exp(ixp/h)$ ، بشرط أن هذه الدالة الموجية لا تتجه إلى الصفر عندما يتجه x إلى $+\infty$ أو $-\infty$ يمكننا إذن حل معضلتنا بالاتفاق على أنه عند مناقشتنا « لموجات ذات كمية تحرك محددة بدقة » فإننا لا نغنى حقيقة بأن الموجة في كل مكان من الشكل $\exp(ixp/h)$ ندرك بأن الدالة الموجية يجب أن تتجه إلى الصفر عندما لانهاية ، ولكن نفترض بأن الدالة الموجية على هذا الشكل على مدى فترة كبيرة جداً من محور x متضمنة المنطقة التي نهتم بها بصورة أساسية . على ذلك نفهم موجاتنا أحادية اللون وكأنها « تقريباً موجات أحادية اللون » يمكننا إذن بهذا المفهوم أن نستمر بأمان في الحديث عن موجات معتمدة على الإحداثيات من خلال العوامل $\exp(ixp/h)$ أو $\exp(ix.p/h)$ ، كما يتم عمله في كل مرجع في ميكانيكا الكم تقريباً . من الممكن اعتبار الموجات غير المعايرة كمحالات حدية لموجات معايرة . وإذا ما رغبتنا يمكننا تسمية النوع الأول من الدوال الموجية بالدوال الموجية المعتلة . سوف نخدمنا هذه التسمية أيضاً في إرضاء الرياضيين اللذين تؤذى شعورهم بحق الطريقة المهملة والشائعة التي يتكلم بها الفيزيائيون عن « الموجات المستوية » وكأنها بحسن نية دوال موجية شرودينجرية .

مراجع لدراسة اضافية

١ - أبحاث شرودينجر الأصلية عن ميكانيكا الكم تم نشرها مترجمة .

E. Schrodinger : *Collected Papers on Wave Mechanics* (Blackie and Son, Ltd., Glasgow, 1928).

من أجل تاريخ الموضوع فإننا نشير أيضاً إلى الكتب المذكورة في نهاية الفصل الأول . (البنود ١ و ٥) .

٢ - من المحتمل أن يشعر بعض القراء برغبة شديدة في زيادة معلوماتهم عن معادلة شرودينجر في الحال . لذلك نذكر الكتب الآتية :

a) R. M. Eisberg : *Fundamentals of Modern Physics* (John Wiley and Sons, New York, 1961).

b) E. Merzbacher : *Quantum Mechanics* (John Wiley and Sons, New York, 1961).

c) L. I. Schiff : *Quantum Mechanics*, 3rd edition (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968).

ثالث هذه الكتب هو الأكثر تقدماً . وكلها أكثر تقدماً عن كتابنا هذا .

يذكر المؤلف تلك الكتب فقط بسبب احتمال اهتمام القارئ في رؤية مناقشة كاملة عن موضوع معين . مسائل الحواجز البسيطة تناقش بالتفصيل في المرجعين الأولين .

٣ - بالطبع يناقش النشاط الإشعاعي والتفاعلات النووية في كل كتب الفيزياء النووية . من تلك الكتب تذكر التالي

a) D. Halliday : *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, New York, 1955).

b) E. Segrè : *Nuclei and Particles* (W. A. Benjamin New York, 1964)

٤ - عن التساؤلات بالنسبة لتكوين العناصر الكيميائية ، وعن أعمار النظام الشمسي والكون ، نوجه النظر إلى :

a) E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle : «Synthesis of the Elements in Stars», *Reviews of Modern Physics* 29, 547 (1957)

b) W. A. Fowler and F. Hoyle : «Nuclear Cosmochronology», *Annals of Physics* 10, 280 (1960).

c) J. H. Reynolds : «The Age of the Elements in the Solar System», *Scientific American*, Nov. 1960, page 171.

مسائل :

١ - اعتبر الحاجز المين في شكل ٢٨ أ في الحالة التي فيها $E > V_0$:

(أ) اعتبر أولاً حالة جسيم ساقط من جهة اليسار . هذا الجسم ، بمعنى ، الحزمة الموجية ، سوف سوف ينعكس جزئياً وينفذ جزئياً بسبب وجود جهد السلم . لمناقشة هذه الحالة فإننا نبنى حلاً بحيث يصف في المنطقة اليمنى موجة متجهة إلى اليمين . أوجد هذا الحل في كل مكان ، واستنبط تعبيراً عن معامل الانعكاس R ، أي ، الاحتمال R بأن ينعكس الجسم . معامل النفاذ T ، أي ، الاحتمال بأن ينفذ الجسم ، يساوي إذن $(1 - R)$.

(ب) اعتبر بعد ذلك الحالة عندما يكون الجسم ساقطاً من جهة اليمين . في هذه الحالة ينبغي حلاً لمعادلة شرودينجر بحيث يمثل موجة متجهة إلى اليسار في المنطقة اليسرى . أوجد الحل في كل مكان ، واستنبط تعبيراً عن معامل الانكسار R' ومعامل النفاذ $T' = (1 - R')$ لاحظ بأن الجسم الكلاسيكي لا ينعكس بالمرّة عند السلم .

٢ - استنبط تعبيراً مضبوطاً عن معامل النفاذ T لحاجز الجهد المبين في شكل ٣١ أ وقارن نتيجتك المضبوطة بصيغتنا التقريبية (٣٣ ب) . هذه المقارنة يتم القيام بها على أحسن وجه بتكوين لوغاريتم كلا التعبيرين عن T . نتيجتنا التقريبية تنشأ في الحالة الحدية لحاجز « مرتفع وسميك » .

٣ - من المهم اعتبار مثال معين عن تأثير اختراق الحاجز الضوئي والموضح في شكل ٣٤ ب . عند الطول الموجي 6000 \AA (في الهواء) يكون معامل الانكسار للزجاج الصواني 1.75 افترض أن الوسط الأثقل كثافة ضوئية في شكل ٣٤ ب يكون زجاجاً صوانياً ، وافترض أن الوسط الأخف كثافة ضوئية هو الهواء . دع زاوية السقوط تكون 45° ودع الفاصل بين الشريحتين يساوي 0.01 mm قدر جزء الضوء الذي سيتمكن من المرور خلال الحاجز . (ليس من الضروري إجراء حسابات دقيقة : تقدير من نفس روح مناقشتنا عن اختراق الحاجز سوف يكون كافياً) .

لاحظ أن شدة الضوء النافذ تقل أسياً مع سمك الفراغ الهوائي بين منشوري الزجاج . الكمية المهمة هي النسبة بين السمك والطول الموجي . لاحظ أن مركبة المتجه الموجي الموزية للسطح الفاصل تكون متساوية في الفراغ الهوائي كما هي في الزجاج . (لماذا ؟)

٤ - دعنا نبالغ في الجدل حول تفصيل صغير : هل الشكل (٣٤ ب) مرسوم بطريقة مناسبة ؟ خذ في الاعتبار العلاقة بين الشعاع الضوئي النافذ وبين الشعاع الضوئي الساقط . ربما كان من الواجب رسم الشعاع الضوئي النافذ كتكملة للشعاع الضوئي الساقط ، وليس كما هو الحال في الشكل ؟ للتوصل إلى الطريقة التي كان من الواجب أن ترسم بها الصورة ربما أجرينا بعض التجارب . افترض بأن سمك الوسط الضوئي الخفيف يكون من رتبة عظم الطول الموجي للضوء المستخدم . بترتيبات من الفتحات الضوئية نصل إلى شعاع ضوئي متناه في الضيق ونستخدمه كشعاع ضوئي ساقط ، يمثل هذا الشعاع بالخط المنقط في يمين الجزء السفلي من الشكل . يمكننا بعد ذلك دراسة الشعاع الضوئي النافذ ، ونكتشف ما إذا ما إذا كان فعلاً يتبع الخط المنقط في يسار الجزء العلوي من الشكل . في الحقيقة لا نطلب منك القيام بهذه التجربة في المعمل . يمكنك القيام بها كتجربة عقلية بدلاً من ذلك ، وذلك لعدم وجود أي شيء في هذه التجربة لا يمكن التكهن به بدقة في مضمون النظرية الكهرمغناطيسية .

بعد أخذ هذه التجربة في الاعتبار ، اذكر رأيك فيما إذا كان الشكل ٣٤ ب صحيح الرسم .

٥ - خذ في الاعتبار حركة جسيم في جهد « اختياري » ، كالمبين في الشكل المصاحب . كلما تناهت x إلى $+\infty$ ، أو $-\infty$ تنتهي الدالة الجهدية $V(x)$ إلى الصفر .

افترض أن جسيماً بطاقة E يسقط من جهة اليسار . الدالة الموجية $\varphi(x)$ يجب إذن أن تكون من الشكل : $\varphi(x) = [e^{ikx} + Ae^{-ikx}]$ بالنسبة لـ x كبيرة جداً وسالبة ، ومن الشكل : $\varphi(x) = B e^{ikx}$ بالنسبة لـ x كبيرة جداً وموجبة ، لإيجاد الثابتين A و B فعلياً فيجب علينا حل معادلة شرودينجر بالنسبة للجهد $V(x)$.

لقد وجهنا على تفسير $|A|^2$ كعامل الانعكاس بالنسبة للحاجز ، و $|B|^2$ كعامل النفاذ . إذا أردنا لهذا التفسير بأن يكون منطقياً فن الواضح أن نحصل على :

$$|A|^2 + |B|^2 = 1 \quad (أ)$$

هذا يبرز تساؤلاً مبدئياً . هل في الواقع تنطبق العلاقة بعاليه على كل الدوال الجهدية $V(x)$ ؟

برهن هذه العلاقة بصورة عامة . تلميح : خذ في الاعتبار الدالة

$$F(x) = \varphi^*(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} - \varphi(x) \frac{d\varphi^*(x)}{dx} \quad (ب)$$

وبين أن $dF(x)/dx = 0$ إذا ما كانت $\varphi(x)$ تحقق معادلة شرودينجر .

هذه المسألة توضح الحقيقة بأنه في بعض الأحيان يمكن إثبات تصريحات عامة خاصة بطبيعة الحلول ، بدون الحصول حقيقة على الحلول بصراحة . من الواضح في هذه الحالة الخاصة بأننا قد اكتشفنا خاصية عامة وهامة لمعادلة شرودينجر وحلولها ، إذا ما أريد للنظريه أن تكون منطقية فإن المعادلة (أ) يجب أن تتحقق ، ومن المطمئن أننا يمكننا إثباتها .



يشير هذا الشكل إلى المسألة رقم ٥ . هل يمكنك البرهنة ، بالنسبة للحاجز اختياري من هذا النوع ، على أن معاملي الانعكاس والنفاذ ، المعرفين بدلالة سمات الموجات المتجهة إلى اليمين وإلى اليسار ، في الحقيقة يضافان إلى الوحدة ؟

٦ - توجد أسئلة إضافية مهمة يمكن أن نسألها عن الوضع المبين في الشكل المصاحب للمسألة السابقة . على سبيل المثال : هل شفافية الحاجز ثابتة في كلا الاتجاهين ؟

نظرية : معاملي النفاذ عندما يكون الجسم ساقطاً من جهة اليسار هو نفسه إذا ما كان الجسم ساقطاً من جهة اليمين ، بشرط تساوي الطاقة في الحالتين .

اثبت هذه النظرية . تلميح : لاحظ أنه إذا ما كانت $\varphi(x)$ ، كما نوقشت في المسألة السابقة ، حلاً لمعادلة شرودينجر ، تكون $\varphi^*(x)$ كذلك ، وأيضاً يكون أي اندماج خطي من $\varphi(x)$ و $\varphi^*(x)$. اعتبر اندماجاً خطياً مناسباً من $\varphi(x)$ و $\varphi^*(x)$.

٧- يضمحل الكثير من الأنوية غير المستقرة عن طريق انبعاث بوزيترون ونيوترينو تخرج البوزيترونات بمطاقات تتراوح بين 10 keV وعدة MeV. هذا النوع من الاضمحلال يكون نتيجة للتفاعلات التبادلية الضعيفة ، كما ذكرنا من قبل . ذكرنا أيضاً أن سبب طول مدى الأعمار في بعض الأحيان بالنسبة للأنوية ذات نشاط بيتا يكمن في الضعف الذاتي لهذا التفاعل التبادلي . هذا لا يستبعد إمكانية بأن يلعب تأثير الاختراق الحاجز دوراً هاماً . افحص هذه النقطة بمساعدة بعض الأمثلة العددية الصريحة ، بمعنى ، قدر معاملات النفاذ بالنسبة لحواجز جهد نمطية والتي يجب أن يتخللها البوزيترون ، واقنع نفسك بأن ظاهرة اختراق الحاجز ليست هذا العامل الغالب في تحديد مدى العظم .

٨- L. Meitner and W. Orthmann [Zeitschrift fur Physik 60, 143- (1930)]. قاما بقياس سبى للطاقة الناتجة في اضمحلال بيتا في RaE (هذا هو الاسم القديم للنواة Bi^{210}) استخدمنا في هذه التجربة عينة من الـ RaE (الراديوم E) ، موضوعة في مسعر مناسب ، وقاما بقياس المعدل الذى تتولد به الحرارة في المسعر . معلومية عمر النصف RaE لـ (خمسة أيام) ، وحجم العينة ، تمكنا من الحصول على عدد التحللات في الثانية ، وعلى ذلك مقدار الطاقة الحرارية المتولدة في كل تحليل . هذه الكمية من الحرارة كانت 0.337 ± 0.020 MeV لكل تحليل .

من جهة أخرى كان معلوماً بأن طاقة الحركة القصوى التى يمكن أن يبعث بها الإلكترون هي 1.170 MeV يوجد إذن تناقض مقلق بين الطاقة القصوى المعلومة والطاقة المعينة سعرياً . ولم يكن قلق الفيزيائيين غريباً في ذلك الوقت . بما أننا نؤمن بأن الاضمحلال يحدث بين مستويي طاقة محددين فيجب إذن أن نفترض أن الطاقة 1.170 MeV هي طاقة الحركة التى تنطلق من كل اضمحلال وينشأ التساؤل إذن عن سبب « الاختفاء » الجزئى لهذه الطاقة في المسعر . في الحقيقة كان الفيزيائيون مضطرين إلى درجة كبيرة حتى أن بعضهم ، بما في ذلك بوهر ، فكر في إمكانية عدم تحقيق مبدأ حفظ الطاقة بالنسبة للفيزياء الميكروسكوبية .

في ضوء معلوماتك عن اضمحلال - بيتا ، صف بالتفصيل الظروف المذكورة بعاليه (متضمناً شعور القلق الذى عانى منه الفيزيائيون في ذلك الوقت) .

٩- في اليورانيوم الموجود طبيعياً وفرة النظير 235 هي 0.71 في المائة ووفرة النظير 238 هي 99.28 في المائة . عمر النصف لليورانيوم - 235 هو 7.1×10^8 سنة وعمر النصف لليورانيوم - 238 هو 4.5×10^9 سنة .

(أ) تتحقق الوفرة المذكورة بعاليه مع كل العينات الأرضية ، وكذلك مع النيازك المحتوية لليورانيوم . ما هو الاستنتاج الذى يخرج به من هذا الظرف ؟

(ب) إذا ما قمت بالافتراض المؤدى للمهولة بأن المقادير الأصلية للنظيرين كانا متساويين في النظام الشمسى ، ما هو التقدير الذى تصل إليه عن عمر النظام الشمسى .

١٠ أ - احسب مقدار الراديوم الذى تتوقع وجوده في كمية من خام اليورانيوم تحتوي على طن من اليورانيوم . هل يكون هناك فرق إذا ما كان المعدن بعمر مليون سنة أو بعمر 500 مليون سنة ؟

ب - ما هي كمية الرصاص التى تتوقع وجودها إذا ما كان المعدن بعمر 500 مليون سنة ؟

الفصل الثامن

نظرية الحالات المستقرة

٣٩٠	إلى ٢٦ : التكيم كسالة قيمة مميزة	إلى ١	إلى ٢٦	إلى ٢٦	إلى ٢٦
	٤١ : المتذبذب التواقي . الإثارات	٢٧	٢٧	٢٧	٢٧
١١١	الاهتزازية والدورانية للجزيئات				
٤٢٥	٤٨ : الأنظمة شبيهة - الهيدروجين	٤٢	٤٢	٤٢	٤٢
	٥٨ : موضوع متقدم : متغيراً موضع المكان	٤٩	٤٩	٤٩	٤٩
٤٣١	وكية التحرك في نظرية شرودينجر				
٤٣٦	مراجع لدراصة إضافية				
٤٣٧	مسائل				

الفصل الثامن

نظرية الحالات المستقرة

التكميم كمسألة قيمة مميزة

١ - عنواننا الثانوى المذكور أعلاه هو الترجمة الإنجليزية للعنوان العام للأبحاث الأربعة* المشهورة لشرودينجر (Schrodinger) عن الميكانيكا الموجية ، والتي بين فيها كيفية تفسير وجود مستويات طاقة منفصلة في الذرات بدلالة الصورة الموجية ، وبصفة خاصة باستخدام معادلة شرودينجر .

قبل نظرية شرودينجر ، صاغ بوهر ، في عام ١٩١٣ ، نظرية شبه كلاسيكية للذرات . تقول شبه كلاسيكية لأن بوهر افترض نموذجاً كوكبياً ، باستخدام قوانين الميكانيكا الكلاسيكية ، لكن مع الافتراض الإضافى بأن كل مدار متاح كلاسيكياً ليس بالضرورة موجوداً فعلاً . إذ تتحدد المدارات الفعلية بواسطة عدد الشروط الكمية ذات طبيعة غير كلاسيكية . وكثال على ذلك نذكر القاعدة التى تنص على أن كمية التحرك الزاوية الكلية الناتجة عن المسارات المدارية للجسيمات في الذرة يجب أن تكون مضاعفات كاملة للمقدار \hbar . وتكون قيم الطاقة الكلية للمدارات المحددة الشروط الكمية في كثير من الحالات (لكن ليس على الدوام) متسلسلة منفصلة . بهذه الطريقة توصل بوهر إلى نظرية عن مستويات الطاقة المنفصلة للذرة . ويمكن أن يطلق على طريقته تكميم الحركة في الذرة . هذا هو المنشأ التاريخى لاصطلاح « التكميم » .

٢ - وكانت شروط بوهر الكمية غير منطقية ولا يمكن اعتبارها مقنعة . وفي الوقت الذى نشرت فيه أبحاث شرودينجر بدا واضحاً أنه في حين أن نظرية بوهر قد فُتت بعض الحقائق المشاهدة ، إلا أنه كان لها عيوب مؤكدة وقصور سافر . وأذن كانت الظروف مهيأة لأفكار جديدة .

وكانت مساهمة شرودينجر العظيمة هي في توضيح أنه إذا ما أخذت الصورة الموجية للمادة بصورة جدية ، فلا بد أن تكون هنالك وسيلة نمطية وطبيعية « للتكميم » . كما بين شرودينجر أن معادله الموجية لها . تحت ظروف مناسبة ، حلول تصف موجات موقوفة ونسب تلك الحلول إلى الحالات المستقرة للذرات وتتميز كل حلول الموجات الموقوفة باحتوائها على معامل زمنى من الشكل $\exp(-i\omega t)$ ، حيث تكون

E. Schrödinger, "Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen der Physik* 79, *
361 (1926); 79, 489 (1926); 80, 437 (1926); 81, 109 (1926).

الترددات المتاحة . مجموعة متفرقة ، مثلاً ω_1 ، ω_2 ، ω_3 ، وتكون طاقة الحالة المستقرة n محددة بالعلاقة $E_n = \hbar \omega_n$. في هذا الفصل سوف نتبع خطوات شرودينجر ونستكشف هذه الفكرة .

٣ - توصلنا في الفصل السابع ، من خلال أدلة مقنعة ، إلى معادلة شرودينجر*

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x,t) + V(x)\psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t) \quad (13)$$

التي تصف جسيماً ذا كتلة m ، متحركاً في مجال قوة ناتجة من دالة الجهد $V(x)$. وقد أدر كنا بوضوح من خلال استنتاجنا بأن هذه المعادلة تقريبية إذ أن حركة الجسم لم تشمل تأثير نظرية النسبية ، كما أنها تهمل كل ظواهر التحليق والفناء . وقد أوردنا أسباب الأهمية الكبيرة لهذه المعادلة في مجالي الفيزياء الذرية والجزيئية وفي بعض المواقف في الفيزياء النووية . كما حققنا نجاحاً كبيراً في المجال الأخير وذلك بإمكانيتنا في تفسير اعتماد زمن العمر لمشعات الفا على طاقة الجسم المنبعث وذلك بدلالة ظاهرة النفق الميكانيكية الكمية .

و كما فعلنا في الفصل السابع سيكون من المفيد هنا أن نأخذ في الاعتبار الصورة المبسطة لنظرية شرودينجر والتي تتناول المسائل ذات البعد الواحد . وتكون معادلة شرودينجر لمثل هذه المسائل على الهيئة

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x,t) + V(x)\psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t) \quad (3 ب)$$

والمعادلة (٣ ب) أسهل بكثير في معالجتها الرياضية بالمقارنة بالمعادلة (٣ أ) ذات الأبعاد الثلاثة . وبما أن السمات الأساسية للظاهرة التي نهتم بها الآن تظهر بنفس الصورة تقريباً في المعادلتين ، فسوف نحصل على فهم حقيقى لكيفية تطبيق نظرية شرودينجر من خلال دراستنا للمعادلة الأبسط (٣ ب) . بالإضافة إلى ذلك . فيجب أن نقرر بأن هذه المعادلة ليست على درجة كبيرة من عدم الواقعية المحتمل تصورها للوهلة الأولى : إذ أن الكثير من المسائل التي تتضمن حركة في الأبعاد الثلاثة من الممكن تحويلها إلى مسائل مكافئة من ذوات البعد الواحد .

٤ - دعنا نبدأ بالمسألة البسيطة جداً لجسم يتحرك داخل صندوق طوله a ، له حوائط غير متناهية الارتفاع . المنحنى المتصل في شكل (٤ أ) يمثل الجهد $V(x)$ بالنسبة لهذه المسألة . يكون الجهد $V(x)$ صفراً لقيم x المحصورة بين $(0, a)$ ، تقع النقطة ∞ خارج هذه الفترة .

في البند ٢٦ من الفصل السابع ، اعتبرنا الحالة التي يكون فيها حائط جهد واحد فقط غير متناه في الارتفاع . توصلنا في تلك الحالة إلى حلول موجات موقوفة أحادية اللون تصف الانعكاس لجسم ذي طاقة موجية E بواسطة الحائط . العنصر الجديد في الموقف الحالي هو أن الجسم محصور بين حائطي جهد غير متناهيين في الارتفاع .

* نستخدم في هذا الفصل نظام الوحدات cgs أو MKS .

دعنا الآن نحاول حل معادلة شرودينجر (٣ ب) مع الافتراض بأن الدالة الموجية $\psi(x, t)$ تعتمد على الزمن من خلال عامل عبارة عن دالة أسية بسيطة للزمن t ، بمعنى :

$$\psi(x, t) = \varphi(x) \exp\left(-\frac{itE}{\hbar}\right) \quad (٤ أ)$$

بإدخال دالة موجية من هذا الشكل إلى المعادلة (٣ ب) نحصل على معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = [E - V(x)] \varphi(x) \quad (٤ ب)$$

في مناقشتنا بالبند ٢٦ ، الفصل السابع ، استخلصنا أن الدالة الموجية يجب أن تتلاشى في أي منطقة . يكون فيها الجهد لانهائي القيمة وكذلك يجب أن تتلاشى عند حدود تلك المنطقة في المسألة الحالية يجب إذن أن تتلاشى الدالة الموجية عند النقطتين $x = 0$ و $x = a$ وكذلك خارج الفترة $(0, a)$.

الحل العام للمعادلة (٤ ب) داخل الصندوق يأخذ الصورة

$$\varphi(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx) \quad (٤ ج)$$

حيث

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (٤ د)$$

وحيث A و B ثابتان . إذا ما طبقنا الآن الشرط بوجود تلاشي الدالة الموجية عند $x = 0$ ، نجد أن الحل المقبول فيزيائياً يجب أن يكون على الصورة

$$\varphi(x) = C \sin(xk) \quad (٤ هـ)$$

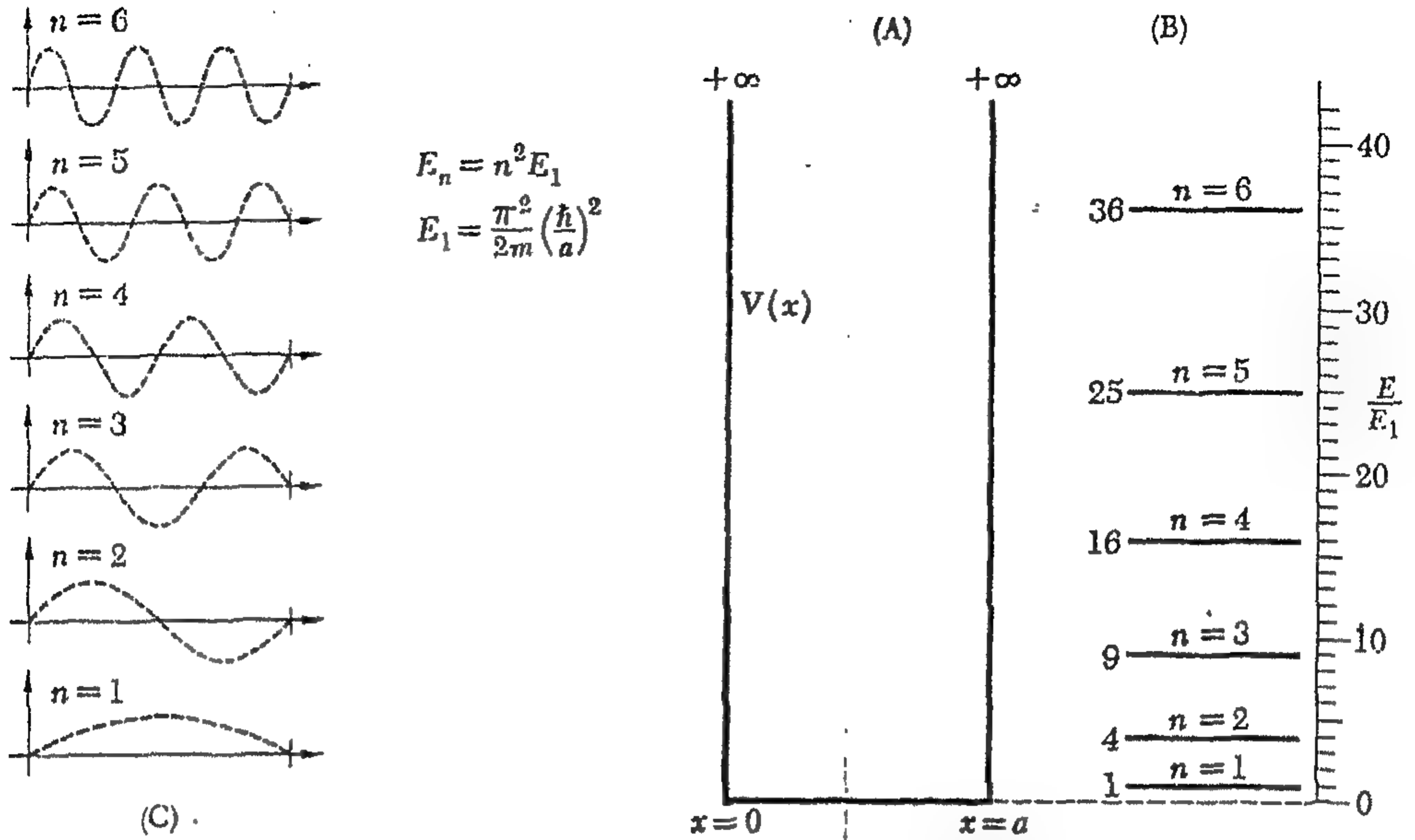
حيث C ثابت غير مساو للصفر . الدالة الموجية يجب أن تتلاشى أيضاً عند $x = a$ ، ونحصل بذلك على الشرط الإضافي

$$C \sin(ak) = 0 \quad \text{or} \quad ak = n\pi \quad (٤ و)$$

هذا شرط على k ، وإذن فهو شرط على قيم الطاقة E . بأخذ العلاقة بين k و E في الاعتبار ، كما هو معبر عنها بواسطة (٤ د) ، نحصل على

$$E = \frac{n^2 \pi^2 (\hbar/a)^2}{2m} \quad (٤ ز)$$

حيث n عدد صحيح موجب : لا يوجد لهذه المسألة حل مقبول فيزيائياً إلا إذا كانت E بهذه الصورة . نستبعد الحالة $n = 0$ لأنها تناظر حالة دالة موجية متلاشية طبعياً ، وهي حالة غير مقبولة فيزيائياً . بما أننا قد افترضنا بأن k غير سالبة فيترتب على ذلك بأن n موجية .



الأشكال أ ، ب ، ج الموقف غير الفيزيائي إلى حد ما لجسيم محدد الحركة في صندوق ذي بعد واحد يمدنا بتوضيح بسيط جداً للجوهر نظرية شرودينجر عن الحالات المستقرة . (أ) يوضح الجهد ، الذي يصبح غير متناه في القيمة عند التقاطعين $x = 0$ و $x = a$. الدالة الموجية المناظرة لحالة مستقرة يجب أن تتلاشى عند تلك النقطتين . هذا يمكن فقط إذا اتخذت الطاقة (الكلية) إحدى القيم المبينة في (ب) الذي يشمل الترتيب الطبقي لمستويات الطاقة (مبين فقط المستويات الستة الأولى) . (ج) يوضح الدوال الموجية المناظرة (الدوال المتميزة) للحالات الست المستقرة الأولى .

٥ - توصلنا إذن إلى أن معادلة شرودينجر (٣ ب) لجسيم في صندوق لها حلول مستقرة ذات اعتماد زمني أسى بسيط ، بمعنى ، حلول على الصورة $\psi(x, t) = \phi(x) \exp(-itE/\hbar)$ وذلك فقط إذا ما اتخذت الطاقة E إحدى القيم المنفصلة للمجموعة $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ والتي تعطى بواسطة :

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 (\hbar/a)^2}{2m} \quad (٥ أ)$$

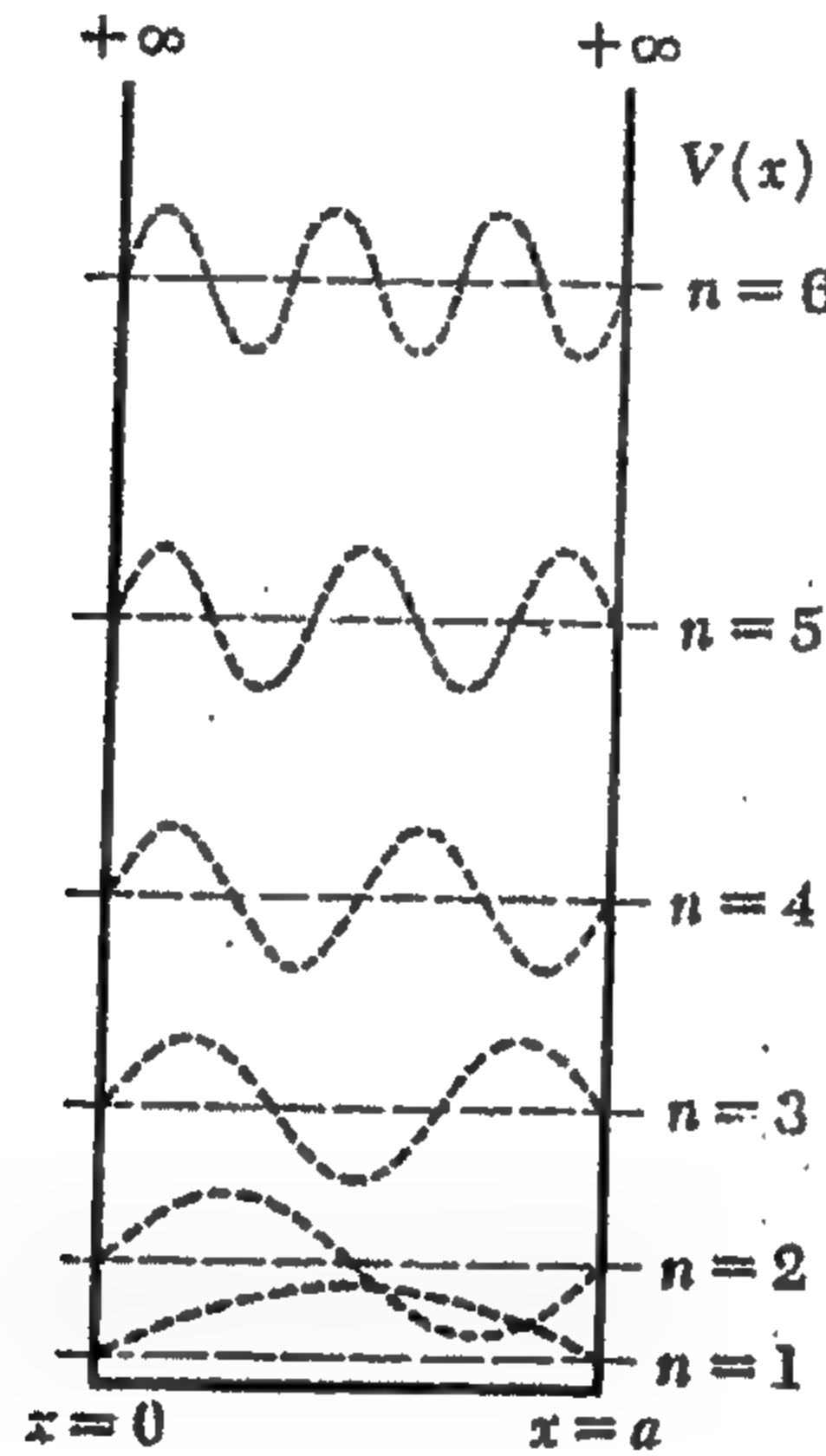
حيث n هو أى عدد صحيح . الدالة الموجية المعيارية $\psi_n(x, t)$ والتي تناظر قيمة الطاقة الممكنة ذات الترتيب n ، تكون إذن على الصورة

$$\psi_n(x, t) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \exp\left(-\frac{itE_n}{\hbar}\right) \quad (٥ ب)$$

من أجل مناقشة لمعادلة شرودينجر الموجية ، أنظر البند ٤٩ ، الفصل السابع .

وذلك خلال المدى $(0, a)$ وتكون صفراً خارجة . (ويمكن اختبار ما إذا كانت هذه الدالة الموجية صحيحة المعايير للوحدة وذلك بمكاملة $|\psi_n(x, t)|^2 = (2/a) \sin^2(n\pi x/a)$ من صفر إلى a : والناتج هو واحد صحيح) .

لقد مثلنا الطاقات E_n للنظام تحت الدراسة على هيئة تخطيط الحدود وذلك في الشكل ٤ ب ، والذي يوضح المستويات الستة الأولى للطاقة . في الشكل ٤ ج قمنا برسم الدوال الموجية المناظرة $\varphi_n(x)$. تلك الدوال تكون ، بالطبع ، مساوية للدوال $\psi_n(x, t)$ عند الزمن المعين $t = 0$ ، أنظر أيضاً شكل ٥ أ الذي يعرض صورة مركبة .



شكل ٥ أ أنه لتقليد عام في مراجع الميكانيكا الكمية بأن تبين أشكال مثل ذلك المبين أعلاه . الأشكال ٤ أ ، ب ، ج تم جمعها في شكل واحد . من المحتمل أن يكون هذا تقليداً مؤسفاً ، ولكن بما أن المؤلف لم يفضل أبداً بمثل هذه الصور ، فإنه يفترض بالتالي بأن القارئ سوف لا يفضل بذلك .

تبين مستويات الطاقة بواسطة الخطوط الرفيعة المنقطعة . كل خط من تلك الخطوط المنقطعة يمثل أيضاً الإحداثي السيني في شكل متراكب يبين الدالة الموجية المناظرة .

٦ - لندرس الآن الفرق بين الحلول المستقرة والحلول غير المستقرة لمعادلة شرودينجر (٣ ب) .

خذ في الاعتبار أولاً الحل النوني المستقر ، المعطى بالمعادلة (ه ب) . بما أن الحل مغاير للوحدة ، فإن التربيع المطلق للدالة الموجية يعطينا الكثافة الاحتمالية $P_n(x)$ للثور على الجسم في أى مكان على المحور السيني . نحصل على

$$P_n(x) = |\psi_n(x,t)|^2 = \left(\frac{2}{a}\right) \sin^2 \left(\frac{n\pi x}{a}\right) \quad (أ ٦)$$

داخل الفترة $(0, a)$ ، وعلى $P_n(x) = 0$ خارج هذه الفترة . كما نرى ، فإن الكثافة الاحتمالية لا تعتمد على الزمن بالنسبة للحلول المستقرة .

لنأخذ في الاعتبار بعد ذلك حلاً غير مستقر . بما أن معادلة شرودينجر (٣ ب) هي معادلة تفاضلية خطية فإن الجمع الخطي لأي حلين يعطينا حلاً جديداً . سوف يحقق هذا الحل الجديد نفس الشروط الحدية $\psi(0,t) = \psi(a,t) = 0$ ، بشرط تحقق هذين الشرطين بالنسبة للحلين الأصليين . من الممكن استنتاج أن أية مجموعات خطية من الحلول المستقرة (ه ب) تعطينا حلاً جديداً مقبولة فيزيائياً ، وذلك يتفق مع مبدأ التراكب .

لرؤية ماذا يحدث في مثل هذا التراكب من تحليل ، دعنا ندرس الاندماج الخطي المعين

$$\psi(x,t) = \sqrt{\frac{1}{2}} [\psi_{n'}(x,t) + \psi_{n''}(x,t)] \quad (ب ٦)$$

حيث نفترض بأن $n' \neq n''$. ندعى بأن هذا الحل الجديد لمعادلة شرودينجر معايير للوحدة (لكل الأزمنة t) الكثافة الاحتمالية $P(x,t)$ المناظرة للحل (ب ٦) تعطى بواسطة

$$P(x,t) = |\psi(x,t)|^2 = \left(\frac{1}{a}\right) \left\{ \sin^2 \left(\frac{n'\pi x}{a}\right) + \sin^2 \left(\frac{n''\pi x}{a}\right) + 2 \sin \left(\frac{n'\pi x}{a}\right) \sin \left(\frac{n''\pi x}{a}\right) \cos \left[\frac{t(E_{n'} - E_{n''})}{\hbar}\right] \right\} \quad (ج ٦)$$

يجب على القارئ أن يبرهن مباشرة أن الدالة الموجية المعطاة في (ب ٦) هي فعلاً معايرة للوحدة ، وذلك بمكاملة هذا التعبير عن $P(x,t)$ بين 0 و a .

كما نرى ، فالكثافة الاحتمالية $P(x,t)$ تعتمد على الزمن : يبين الحد الأخير في التعبير (ج ٦) سلوكاً تذبذبياً ، وتردد هذه التذبذبة يعطى بواسطة

$$\omega_{n'n''} = \frac{(E_{n'} - E_{n''})}{\hbar} \quad (د ٦)$$

٧- ولعل بعض التفكير يدلنا على أن هذا السلوك يجب أن يظهر عند تراكب الحلول المستقرة (ه ب) طالما يوجد حلان مستقران مختلفان على الأقل في التراكب . (من الممكن أن يحتوى التراكب على أى عدد من الحلول المستقرة : حتى عدد متناه من الممكن وجوده) بالإضافة إلى ذلك فإننا نستنتج بسهولة أنه إذا ما وجد

الحلان المستقران ψ_n' و ψ_n'' في التراكب ، فيجب أن يكون هناك حدا في الكثافة الاحتمالية يتذبذب بالتردد ω_{nn}' ، المعطى بالمعادلة (٦ د) . هذا الحد ينتج عن الحدود المتقابلة $\psi_n^* \psi_n'$ ، $\psi_n^* \psi_n''$ الموجودة في مفكوك الترتيب المطلق للدالة الموجية

$$\psi(x,t) = \sum_n c_n \psi_n(x,t) \quad (17)$$

حيث c_n ثوابت .

أصبح الآن ممكناً بالفعل إثبات النظرية التي تنص على أن : كل حل مقبول فيزيائياً لمعادلة شرودينجر الخاصة بمسألة الجسم بالصندوق يمكن كتابته بطريقة وحيدة على هيئة مفكوك ، كالمعطى بواسطة (٧ أ) ، بدلالة الحلول المستقرة (ه ب) للمسألة .

سوف لا نبرهن هذه النظرية هنا ، لكن سوف نتقبلها كنظرية مقننة جداً : ومن الناحية الرياضية فالنظرية عبارة عن متسلسلة فوريير . إذا ماتقبلنا هذه النظرية فيمكننا الاستنتاج بأن الحلول الوحيدة لمعادلة شرودينجر المناظرة لكثافة احتمالية لا تعتمد على الزمن هي الحلول المستقرة .

٨ - لقد تعلمنا الآن جوهر نظرية شرودينجر فيما يختص بالحالات المستقرة ومستويات الطاقة الخاصة بنظام ميكانيكي كمي . تناظر الحالات المستقرة حلاً لمعادلة شرودينجر ، وتكون الكثافة الاحتمالية لتلك الحالات غير معتمدة على الزمن . بالنسبة للحالات غير المستقرة تبدى الكثافة الاحتمالية اعتماداً تذبذبياً على الزمن ، وترددات التذبذب الممكن حدوثه تعطى بالمعادلة (٦ د) بدلالة فروق الطاقة بين المستويات المستقرة المختلفة . تلك الترددات هي من الواضح الترددات للنظام والتي من المحتمل أن نتوقع انبعاث أو امتصاص أشعة عندها : تلك هي الترددات التي يحدث عندها الرنين في النظام . تبعاً لذلك ، فإن ترددات الانتقال ω_{nn}' تحدد أماكن مستويات الطاقة ، فيما عدا ثابتاً إضافياً عاماً والذي يمكننا تثبيته بإعطاء طاقة مناسبة للمستوى الأرضي . (في مثالنا تم اختيار « قاع البئر » كنقطة الصفر) .

من الممكن الآن أن نقترح برنامجاً طموحاً : تحل معادلات شرودينجر بعد تعميمها لكي نستخدم في حالة مجموعة من الجسيمات العديدة (لكل الحالات ذات الأهمية الفيزيائية المتوقع أن تعطى لها نظرية شرودينجر تقريباً مناسباً . وعلى وجه الخصوص فيجب علينا البحث عن الحلول المستقرة التي يمكن معايرتها للوحدة : بذلك نحصل على تلك الحلول للحالات المستقرة ومستويات الطاقة المناظرة . وغنى عن القول بأن هذا البرنامج العظيم بعيداً جداً عن التحقيق إذ أن قدراتنا الرياضية غير كافية كلية لحل معادلة شرودينجر بالضبط في حالات المجموعات المعقدة ، وعلى الرغم من ذلك فيمكننا التعامل مع الأنظمة السهلة بصورة جيدة .

٩ - بالتأمل في البرنامج المذكور بعاليه يمكننا التساؤل عما إذا كان فعلاً يعطينا ماثنيه حقيقة . وكما تدارسنا بإمعان في الفصل الثالث فإن الحالات المستقرة ، على وجه التحقيق ، ليست مستقرة بمعنى الكلمة ومع ذلك فلقد أدت نظريتنا عن حركة الجسم داخل الصندوق ، إلى وجود حالات مستقرة تماماً . وقد يؤدي البرنامج الذي رسمنا إطاره أيضاً إلى حالات مستقرة تماماً ، مما يتعارض مع حقائق مشاهدة ومعروفة . ويدلنا ذلك

على وجود قصور واضح في معادلة شرودينجر : أنها لا تصف الانتقالات الإشعاعية . أى أن معادلة شرودينجر ليست بالنظرية الكاملة : شيء ما قد تم نسيانه في هذا الصدد . تشابه نظرية شرودينجر نظرية كلاسيكية يؤخذ فيها في الاعتبار كل التفاعلات الكهرستاتيكية المتبادلة بين الإلكترونات والنواة ، لكن يهمل فيها إشعاع الموجات الكهرمغناطيسية من الجسيمات المتحركة . يمكننا على الرغم من ذلك أن نأمل بأن تقدم نظرية شرودينجر تقريباً مناسباً في الفيزياء الذرية والجزيئية . ويمكننا إذن توقع بأن الحالة مستقرة تتنبأ بها معادلة شرودينجر ستناظر حالة مستقرة تقريباً في النظرية «الحقيقية» ، وبأن «الطاقة المتوسطة» للحالة الأخيرة ستكون قريبة جداً من الطاقة المحددة التي تتنبأ بها معادلة شرودينجر .

١٠ - دعنا نصف بمض المصطلحات الشائعة الاستخدام وذلك قبل أن نمضى في دراستنا . معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن (٤ ب) هي نمط للمعادلات التي يجب أخذها في الاعتبار عند رغبتنا في إيجاد مستويات الطاقة لمجموعة أو نظام . دعنا نكتب هذه المعادلة على الشكل الرمزي :

$$H\varphi(x) = E\varphi(x) \quad (١٠ أ)$$

حيث H ترمز إلى العامل التفاضلي

$$H \equiv -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \quad (١٠ ب)$$

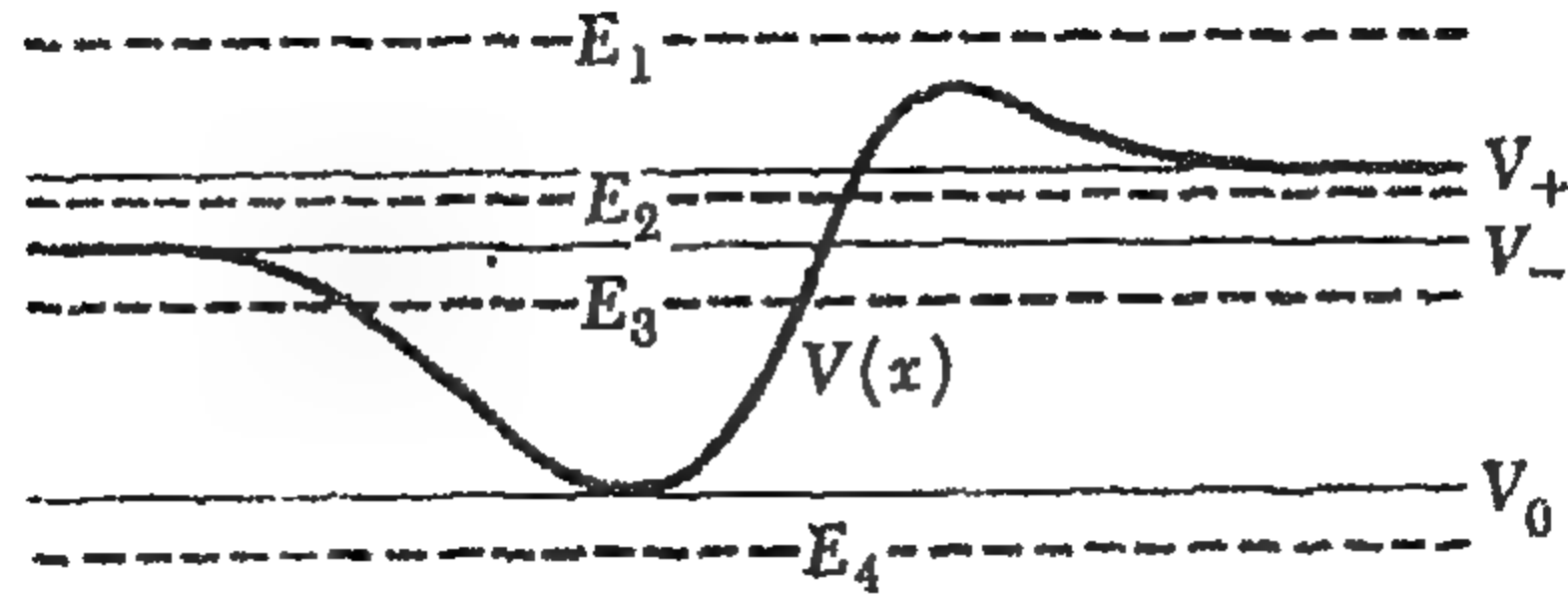
نرغب في إيجاد الحلول $\varphi(x)$ للمعادلة التفاضلية (١٠ أ) . سيكون لهذه المعادلة دائماً حلول ، لأي قيمة للطاقة E ، ولكن سوف لا تكون كل هذه الحلول مقبولة فيزيائياً . ويجب إذن الأخذ في الاعتبار بشرط القبول الفيزيائية ، وبالتحديد يجب أن تكون الدالة الموجية ذات مربع قابل للتربيع* ، وهذا الشرط أساسى للمسألة . إذا ما قمنا بذلك فسوف نجد أن E لا يمكن أن تكون اختيارية . تلك القيم لـ E التي يكون عندها حل مقبول فيزيائياً للمعادلة (١٠ أ) تسمى بالقيم المميزة للعامل التفاضلي H . الدوال الموجية المناظرة بالدوال المميزة للعامل* .

يمكننا الآن تفهم السبب الذي سمي شرودينجر من أجله أبحاثه بالتسمية «التكيم كسألة قيمة مميزة» .

١١ - المسألة التي تحدد فيها حركة جسيم داخل بئر جهدية ذات حوائط غير متناهية الارتفاع ليست واقعية إلى حد ما . دعنا الآن نتدارس مسألة القيمة المميزة ذات البعد الواحد بطريقة أكثر عمومية . دعنا نفترض بأن الجهد $V(x)$ لا يكون غير متناهى الارتفاع في أى مكان ، ولكن بالأحرى من النوع المبين في شكل ١١ أ .

* في حالة «بئر جهد» ذات حوائط متناهية الارتفاع يؤدي هذا الشرط إلى الشرط بأن تتلاشى الدالة الموجية خارج البئر ، كما تتلاشى أيضاً عند الحد الفاصل ، كمثل ما توصلنا إليه في البند ٢٦ ، من الباب السابع .

* الكلمات «eigenvalue» و «eigenfunction» عبارة عن تهجين ألماني-انجليزي أصبح قائماً بـرسوخ في علم الفيزياء . الاصطلاحات الألمانية المقابلة هي «Eigenwert» و «Eigenfunktion» على الترتيب .



شكل ١١ (أ) نوع معين من دالة جهد ، التي تقتناهي إلى القيم الثابتة V_+ و V_- عند تناهي x إلى $+\infty$ أو $-\infty$. سوف ندرس طبيعة الحلول لمعادلة شرودينجر بالنسبة لقيم مختلفة للطاقة الكلية E . ترمز الخطوط الأفقية المتقطعة إلى أربع طاقات ممثلة للحالات الممكن حدوثها .

نفترض بأن دالة الجهد تتجه إلى القيمة الثابتة V_+ مع اتجاه x إلى $+\infty$ ، وبأنها تتجه إلى القيمة الثابتة V_- مع اتجاه x إلى $-\infty$. نرمز إلى نهاية الجهد الصغرى بالرمز V_0 . هذا الجهد المعين هو بالطبع حالة خاصة ، ولكن من المفيد جدا تدارس هذه الحالة الخاصة . نفترض أيضاً بأن $V_+ \geq V_-$.

سوف ندرس طبيعة الحلول لمعادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن (ب) بالنسبة للجهد $V(x)$. دعنا نكتب هذه المعادلة على الصورة

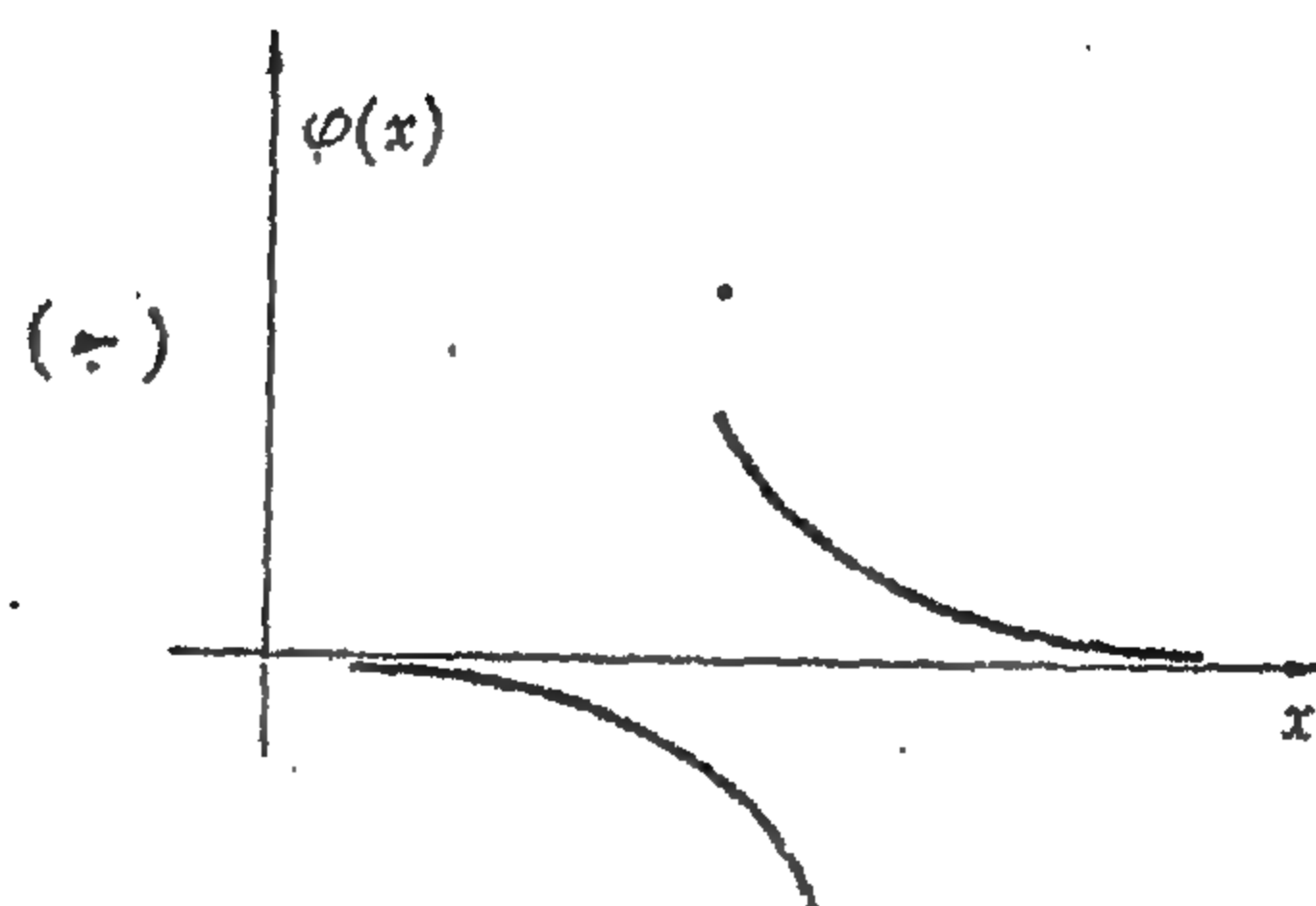
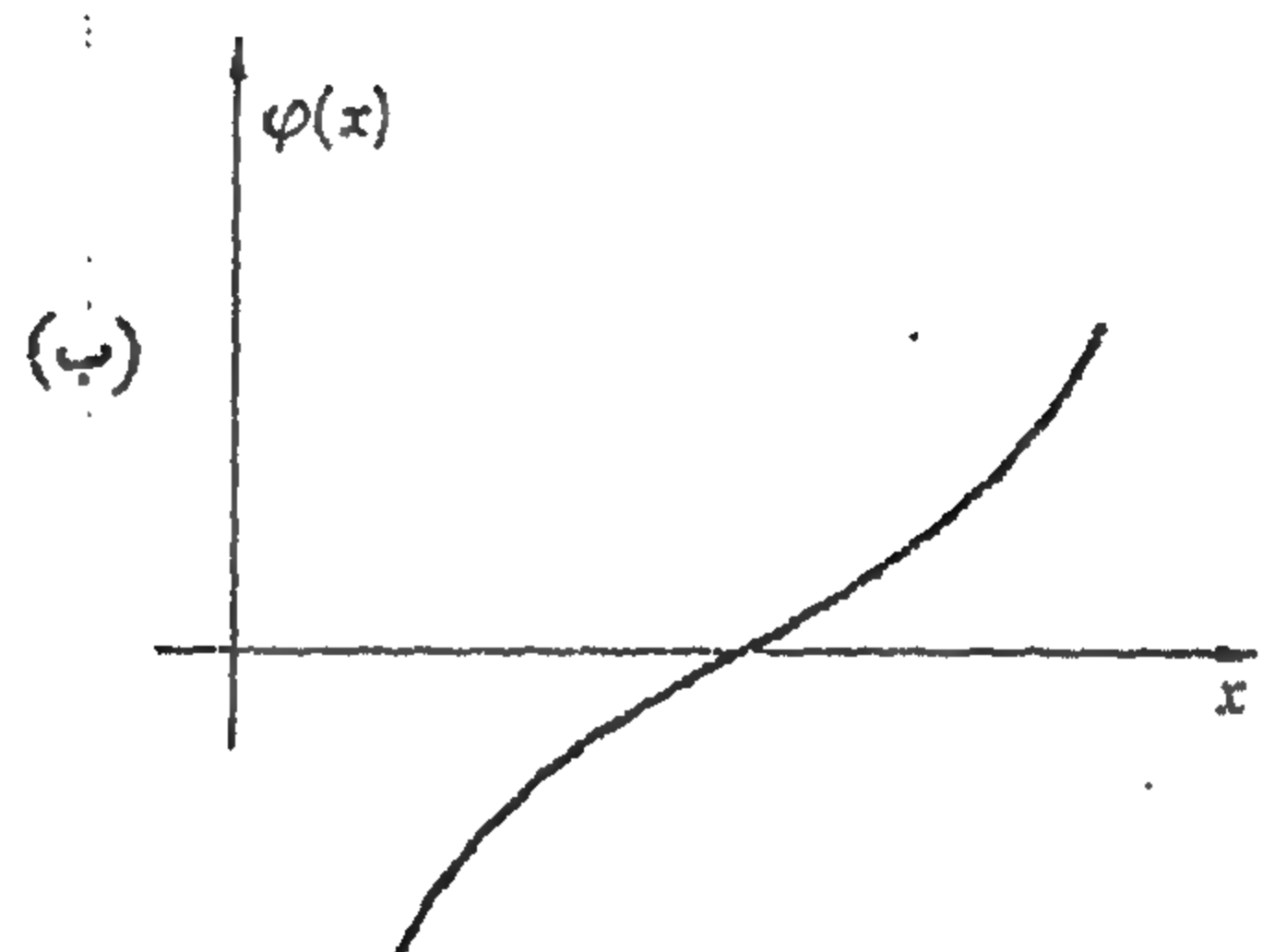
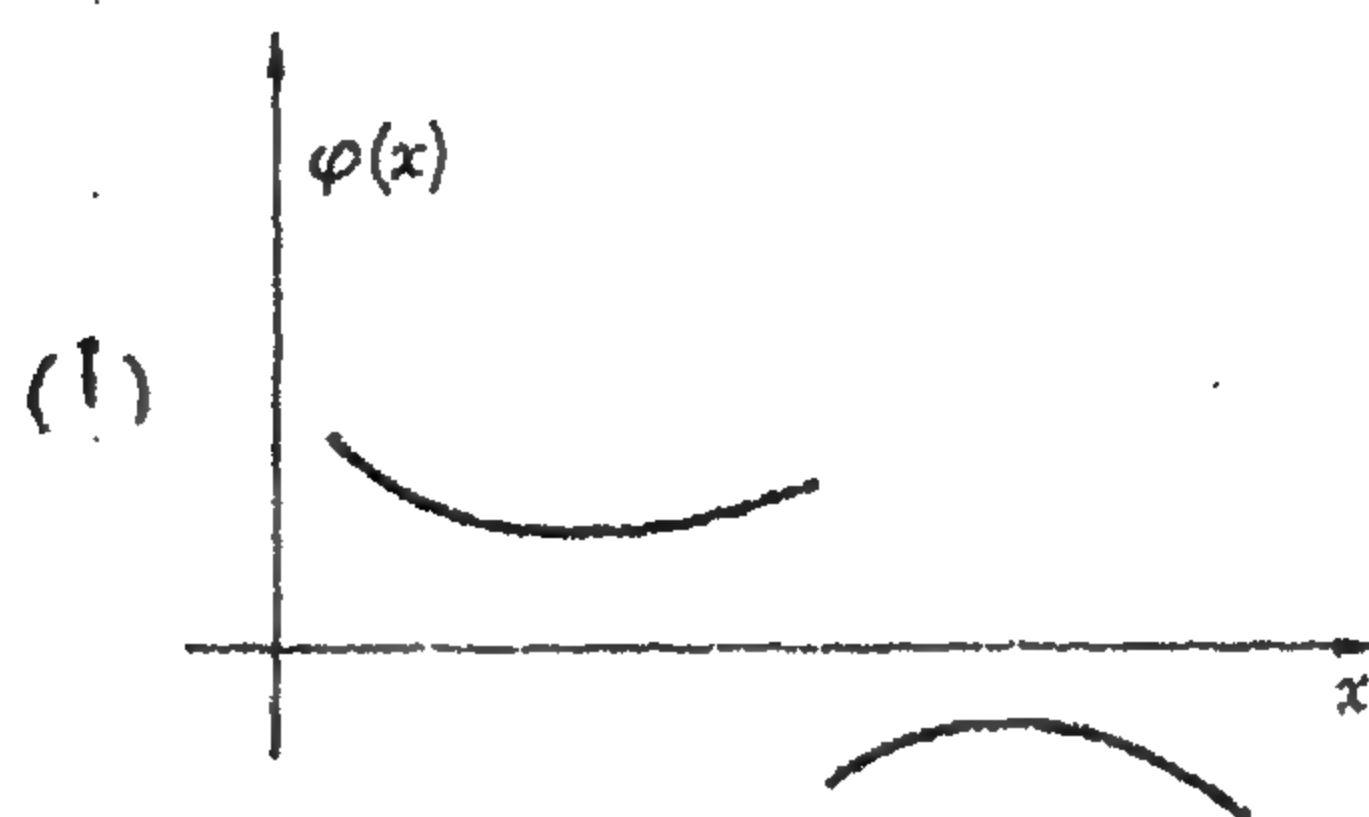
$$\frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = - \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) [E - V(x)] \varphi(x) \quad (11)$$

ندرس هذه المعادلة لقيم مختلفة من بارامتر الطاقة E : بمعنى في حالة $E \leq V_0$ ، حالة $V_- \geq E > V_0$ ، حالة $V_+ \geq E > V_-$ ، وحالة $E > V_+$. يجب أن نفهم جيداً بأن المعادلة التفاضلية (١١) لها حلول بالنسبة لكل قيم E ، ولكن تلك الحلول لن تكون بصفة عامة كلها مقبولة فيزيائياً .

يمثل التمثيل البياني للدالة الموجية المركبة (بصفة عامة) بعض المشاكل . أحد الاحتمالات هو رسم القيمة المطلقة للدالة الموجية . احتمال آخر هو أخذ الحلول الحقيقية للمعادلة (١١) في الاعتبار . نلاحظ بأنه إذا ما كانت $\varphi(x)$ حل (مركب) من حلول (١١) فتكون أيضاً $\varphi^*(x)$ كذلك ، وذلك لأن كلا من E و $V(x)$ حقيقي . الجزء الحقيقي $[\varphi(x) + \varphi^*(x)]/2$ ، والجزء التخيلي $[\varphi(x) - \varphi^*(x)]/2$ ، من الحل $\varphi(x)$ هما أيضاً حلول للمعادلة ، ومن الممكن أن نتخيل بأننا نرسم تلك الدوال الحقيقية .

١٢ - دعنا نتدارس أولاً السلوك المحلي للحلول الحقيقية في منطقة ما يكون خلالها $[E - V(x)] < 0$. بالتمعن في معادلة شرودينجر (١١) نلاحظ بأنه في مثل هذه المنطقة يكون للتفاضل الثاني للدالة الموجية نفس الإشارة الجبرية للدالة الموجية يترتب على ذلك ، في حالة تلاشي الدالة الموجية في فترة ، أن الدالة الموجية تتحدب في اتجاه المحور السيني ، كما هو مبين بالقطعتين المرسومتين في شكل ١٢ أ . إذا ما قطعت الدالة المحور السيني فإنها ستزاد مبتعدة عن المحور على كلا الجانبين من الصفر ، كما هو مبين في شكل ١٢ ب . من المحتمل أيضاً أن تتجه الدالة إلى المحور السيني تقاربياً إما من جهة اليسار ، أو من جهة اليمين ، كما هو مبين بواسطة القطعتين المرسومتين في شكل (١٢ ج) .

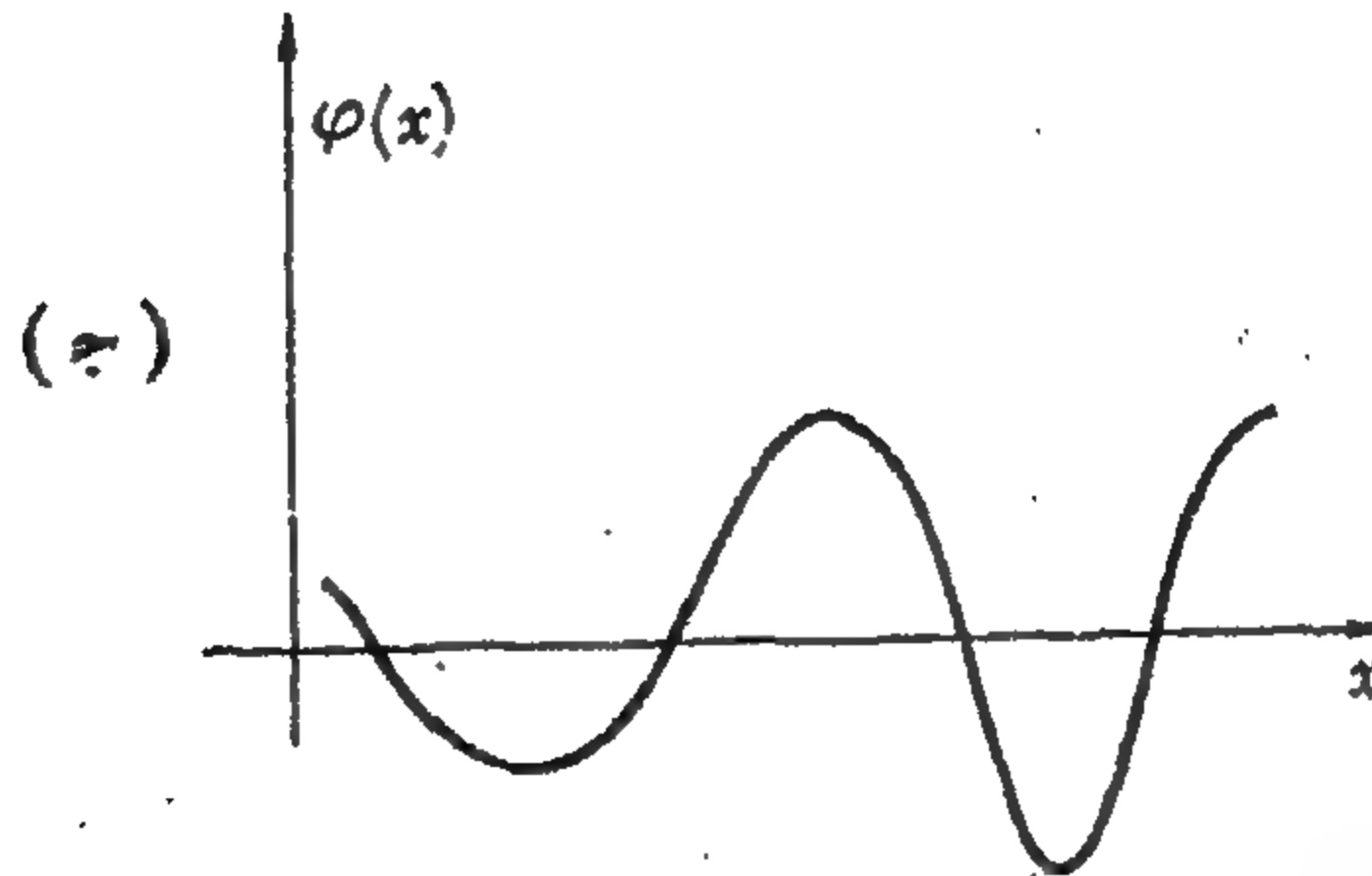
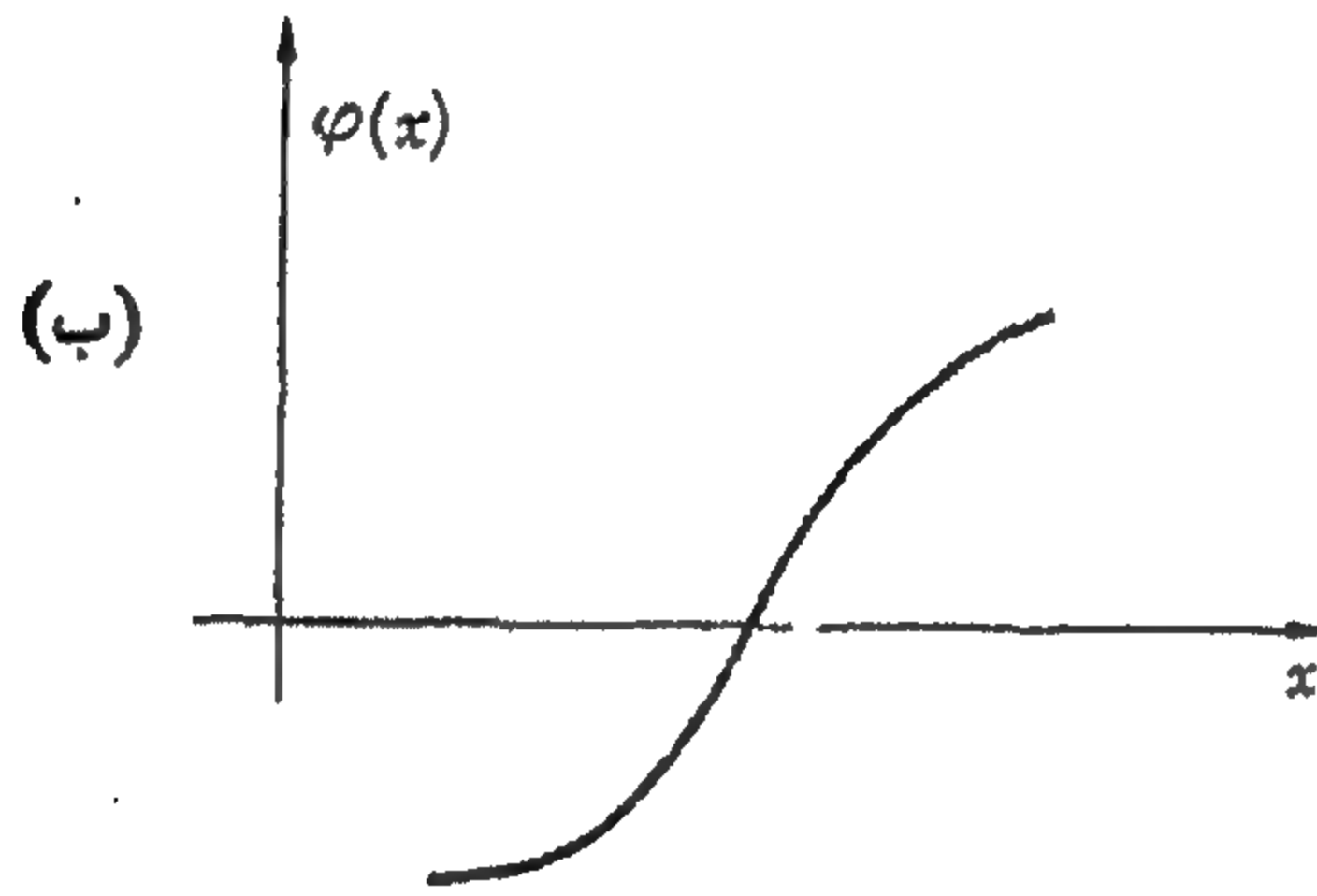
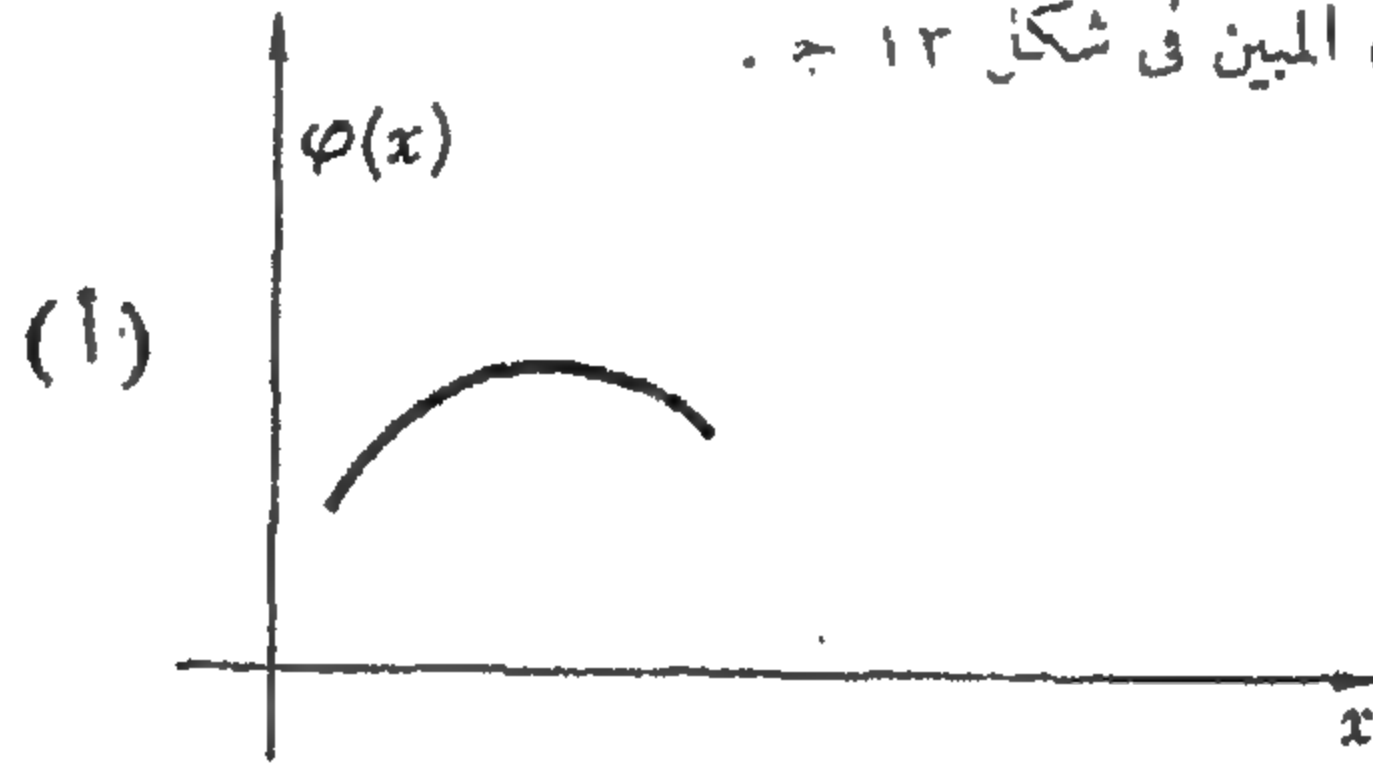
نستخلص من ذلك أنه إذا ما كانت $V(x) > E$ لكل قيم x ، فإن حلول المعادلة (١١ أ) لا يمكن قبولها فيزيائياً ، وذلك لأن القيمة المطلقة للدالة الموجية تزايد بدون حدود أما من جهة اليسار أو من جهة اليمين ، أو يحتمل من الجهتين . بالإشارة إلى شكل ١١ أ نستنتج بأن النظام الفيزيائي لا يمكن أن يكون ذا طاقة E أقل من V_0 .



شكل ١٢ أ ، ب ، ج : القطع المبينة في الشكل بأعلاه توضح السلوك المحل للدالة الموجية (الحقيقية) في منطقة يكون فيها $E < V(x)$. في مثل هذه المنطقة تكون إشارة التفاضل الثاني الجبرية من نفس نوع إشارة الدالة الموجية .

١٣ - نتدارس فيما يلى سلوك الدالة الموجية فى منطقة ما يكون خلالها $[E - V(x)] > 0$ فى هذه الحالة تكون الإشارة الجبرية للتفاضل الثانى للدالة الموجية عكس إشارة الدالة الموجية نفسها . يترتب على ذلك أنه فى منطقة ما لا تتلاشى فيها الدالة الموجية يتحتم عليها التحدب بعيداً عن المحور السينى . يوضح ذلك بواسطة القطعتين المبيتين فى شكل ١٣ أ . إذا ما حدث وقطعت الدالة الموجية المحور السينى فإنها ستتحرف فى اتجاه المحور السينى على جانبي نقطة تقاطعها مع المحور ، بعيداً عن المماس للمنحنى عند نقطة الصفر . يوضح هذا السلوك فى شكل ١٣ ب ، و"ذى يجب مقارنته مع شكل ١٢ ب .

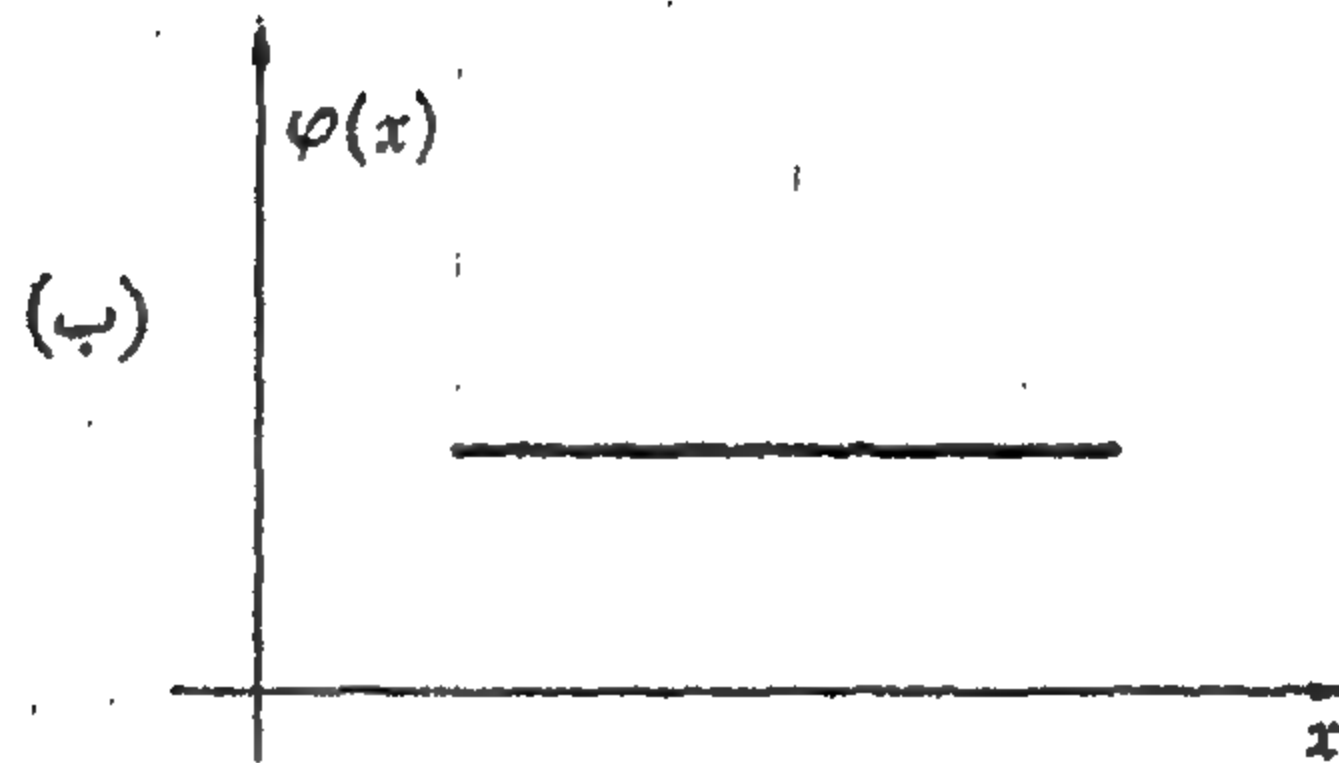
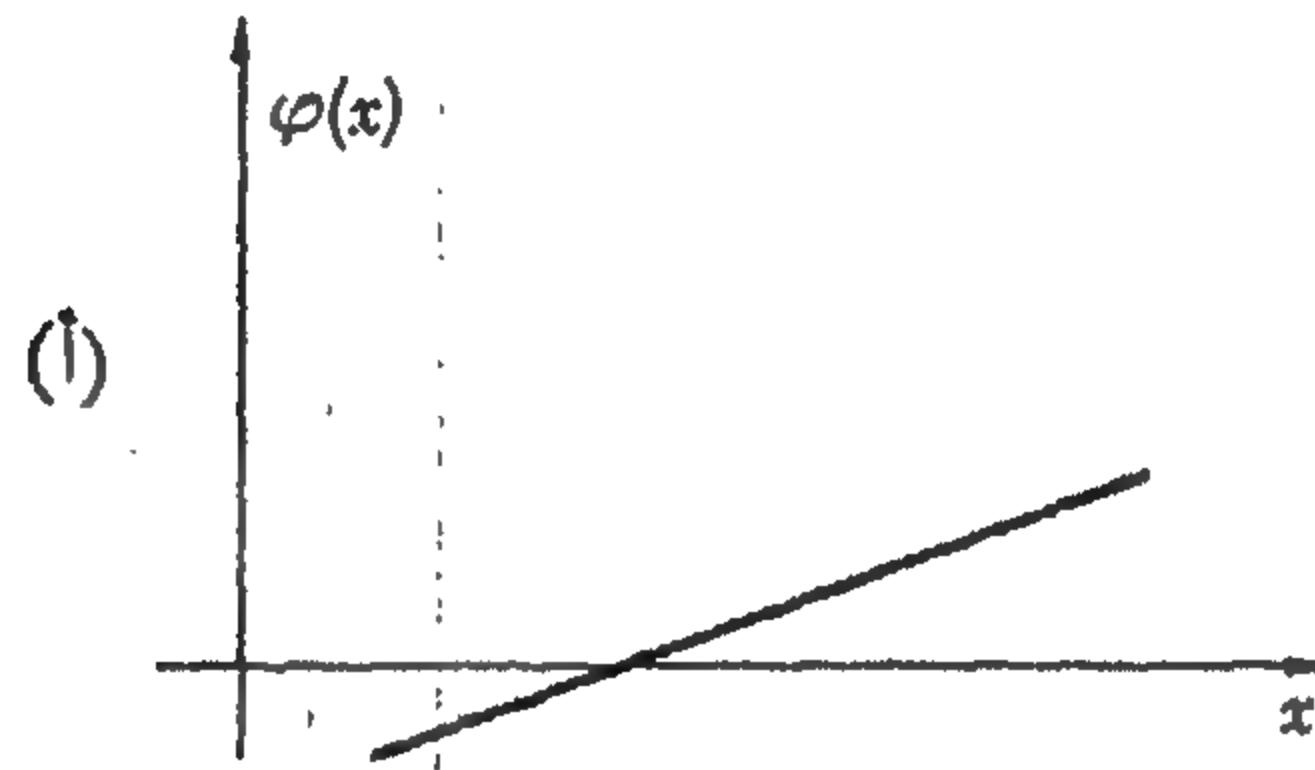
من المحتمل أن يقطع قطاع أطول من المنحنى الممثل للدالة الموجية المحور السينى عدة مرات . فى هذه الحالة نحصل على السلوك « المتذبذب » المبين فى شكل ١٣ ج .



الأشكال ١٣ أ ، ب ، ج . القطاعات المبينة بالأشكال بعاليه توضح السلوك المحلى للدالة الموجية (الحقيقية) فى المنطقة التى يكون خلالها $E > V(x)$. فى مثل هذه المنطقة تكون الإشارة الجبرية للتفاضل الثانى للدالة الموجية مختلفة عن إشارة الدالة الموجية نفسها . يجب على القارئ أن يقارن بدقة بين الأشكال بعاليه وبين الأشكال ١٢ أ ، ب ، ج .

١٤ - نتدارس أخيراً الحالة التي يكون فيها $[E - V(x)] = 0$ عبر منطقة ما . (هذا الموقف الخاص جداً من الممكن أن ينشأ فقط إذا ما كانت دالة الجهد $V(x)$ ثابتة خلال المنطقة) . تفاضل الدالة الموجية الثاني يجب أن يساوى صفراً ، ويترتب على ذلك بأن تفاضلها الأول يجب أن يكون ثابتاً . المنحنى الذي يمثل الدالة الموجية في هذه الحالة عبارة عن خط مستقيم ، وتوضح ذلك القطاعات المبينة في الشكلين : ١٤ أ ، ب .

دعنا ننوه هنا أنه بالنسبة لجهد من النوع المبين في شكل ١١ أ لا يمكن لدالة موجية لها مضروب فيزيائي أن تتلاشى مع تلاشي تفاضلها الأول عند نفس النقطة ، ذلك أنه إذا ما حدث ذلك فيجب أن تتلاشى الدالة الموجية في كل مكان . هذه العبارة تمثل نظرية من نظريات المعادلات التفاضلية العادية . لهذا السبب نجد أن قطاعات المنحنى المبينة في الأشكال ١٢ أ ، ب ، ج ، ١٣ أ ، ب ، ج و ١٤ أ ، ب ، لا تتلامس مع المحور السيني ، على الرغم من إمكانية تقاطعها مع المحور ، أو اقترابها من المحور تقاربياً .



شكل ١٤ أ ، ب . يوضح القطاعان المبينان بالشكلين بماليه السلوك المحلي للدالة الموجية (الحقيقية) في منطقة يكون خلالها $E = V(x)$. هذه الحالة خاصة جداً يمكن حدوثها فقط إذا ما كان الجهد ثابتاً في المنطقة . يتلاشى التفاضل الثاني للدالة الموجية ، وتمثل الدالة الموجية بواسطة خط مستقيم .

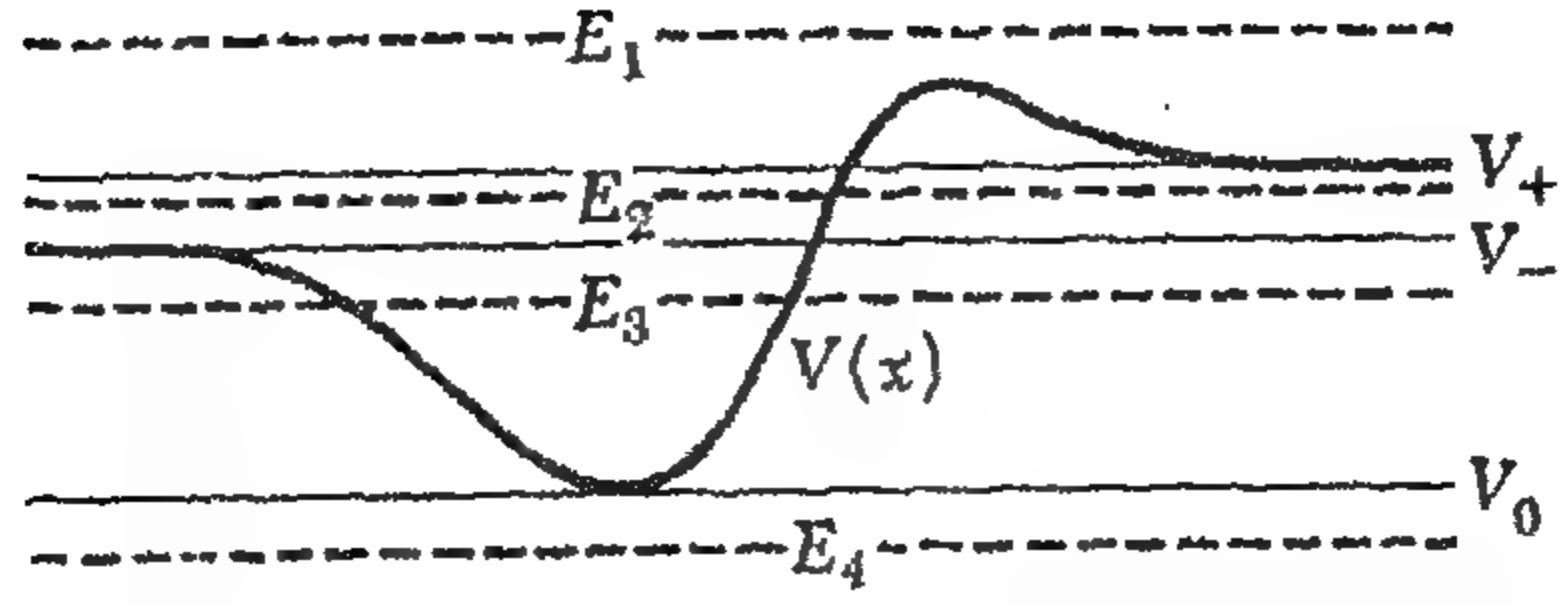
١٥ - دعنا نستغل معلوماتنا عن السلوك المحلي للدالة الموجية في تدارس سلوكها الشامل ، لكل قيم x ، عندما تكون دالة الجهد كالمبينة في شكل ١١ أ . يجب علينا الآن أن نطبق الشروط التي يجب أن تحققها الدوال الموجية ذات المضمون الفيزيائي ، وذلك على حلول المعادلة التفاضلية (١١ أ) .

بالإشارة إلى شكل ١١ أ نتدارس أولاً الحالة التي تكون فيها الطاقة E محققة للشرط $E > V_+$. مثل هذه الطاقة E_1 تمثل بالخط المتقطع والمرموز إليه بالرمز E_1 في الشكل . هذه حالة خاصة إلى حد ما لأن لدينا $[E - V(x)] > 0$ بالنسبة لكل قيم x . الحلول تذبذبية في كل مكان ، وعلى وجه الخصوص عند $+\infty$ و $-\infty$. الحلول أيضاً تذبذبية عند $+\infty$ و $-\infty$ في الحالة التي تكون فيها الطاقة E أقل من القيمة القصوى للجهد $V(x)$ ، إذا ما كانت $E > V_+$: في هذه الحالة يكون لدينا مسألة اختراق حاجز . يمكننا إذن الحصول على حلين غير مرتبين خطياً ، ومتذبذبين عند مالا نهاية ، لكل $E > V_+$ ، وتصف تلك الحلول جسيمات (أو موجات) متحركة . لقد تدارسنا تلك الحلول بالفعل ، مع معانيها الفيزيائية ، وذلك في الفصل السابع . ولن يكون الحل بالنسبة لقيمة ثابتة للطاقة E معياراً للواحد الصحيح . لسكننا يمكننا تكوين حلول معاكسة على صورة تراكب (مستمر) من حلول موجية متحركة اتفقنا ، في البند ١٥ ، من الفصل السابع ، على تسمية الحلول المناظرة لقيمة محددة من الطاقة E بالمسمى دوال موجية معتلة ، ولدينا إذن بالنسبة لأي $E > V_+$ دالتان موجيتان معتلتان وغير مرتبطتين خطياً . تلك الدوال الموجية ، أو بالأحرى الباقات الموجية التي يمكن تكوينها منها ، من الممكن أن تصف ، مثلاً جسيماً ساقطاً من جهة اليسار من الحاجز . هذا الجسيم ينعكس جزئياً في اتجاه اليسار ، وينفذ جزئياً متعدياً الحاجز إلى جهة اليمين . بالمثل من الممكن أن يكون الجسيم ساقطاً من جهة اليمين .

١٦ - افترض فيما يلي أن $V_+ > E > V_-$. في هذه الحالة يكون لدينا منطقة جهة اليمين يكون فيها $[E - V(x)] < 0$ ، ومنطقة جهة اليسار يكون فيها $[E - V(x)] > 0$. هذه المسألة من نفس النوع الذي تدارسناه في البندين ٢١ - ٢٥ ، من الفصل السابع . في هذه الحالة يكون لدينا فقط حل واحد مقبول فيزيائياً وذلك من الحلين غير المرتبطين خطياً في المنطقة اليمنى ، بالتحديد فهو الحل الذي يتجه إلى الصفر عند اتجاه $+\infty$ (ذلك يناظر القطاع الذي على اليمين من الشكل ١٢ ب) . هذا الحل ، عند تكملته جهة اليسار ، يكون له سلوك ترددي في المنطقة التي فيها $[E - V(x)] > 0$. (الدالة الموجية ، وتفاضلها الأول ، يكونان بالطبع ، مستمرين في كل مكان ، وإلا لاتناظر الدالة الموجية حلاً شاملاً لمعادلة شرودينجر) . وبالنسبة لكل E مثل $V_+ > E > V_-$ يكون لدينا دالة موجية (معتلة) واحدة ، تصف انعكاس الجسيم الساقط من جهة اليسار بواسطة تل الجهد ، مثلما كان الحال في المسألة المتداسة في الفصل السابع .

١٧ - دعنا نتدارس فيما يلي الحالة التي يكون فيها $V_- > E > V_0$. مثال ذلك هو حالة الطاقة E_3 ، الممثلة في شكل ١١ أ بالخط المتقطع والمرموز إليه بالرمز E_3 . في هذه الحالة يكون لدينا منطقة جهة اليسار ومنطقة أخرى جهة اليمين يتحقق فيهما الوضع $[E - V(x)] < 0$ ، وكذلك منطقة في الوسط يتحقق فيها الوضع $[E - V(x)] > 0$. نقطتا الحدود الفاصلة بين تلك المناطق الثلاث هما نقطتا الرجوع الكلاسيكية (التقليدية) : سوف نرمز لهما بواسطة x_1 و x_2 .

إلى اليسار من x_1 يجب أن تتجه الدالة الموجية تقاربياً إلى المحور السيني ، ويجب أن يكون السلوك كما هو موضح بالقطاع الأيسر في شكل ١٢ ب (فيما عدا الإشارة الجبرية للدالة الموجية ، والتي يمكن تجاهلها) .



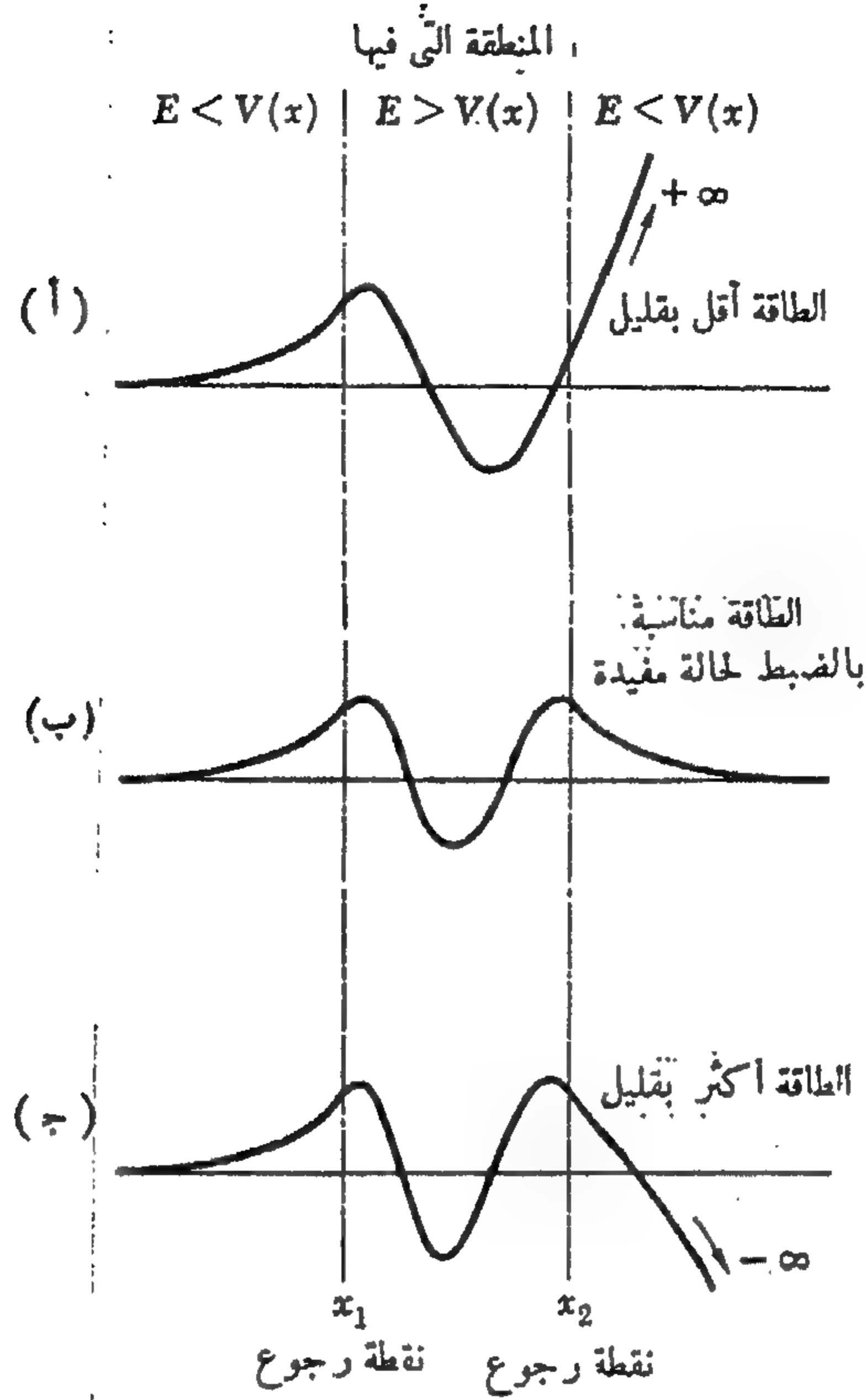
من أجل راحة القارئ، نعرض شكل ١١ مرة أخرى . تتجه دالة الجهد إلى القيمتين الثابتتين V_+ و V_- عندما يتجه x إلى $+\infty$ أو $-\infty$. توضيح الخطوط الأفقية المتقطعة أربع قيم أربع قيم للطاقة E ممثلة للحالات الممكنة حدودها .

إذا لم تسلك الدالة الموجية هذه الطريقة فسوف تتزايد كلما اتجهت x إلى $-\infty$ ، ودالة موجية متزايدة باستمرار لا يمكن تقبلها فيزيائياً . إلى اليمين من x_2 يجب أن تسلك الدالة نفس سلوك القطاع الأيمن في الشكل ١٢ ج . تبدى الدالة الموجية سلوكاً تذبذبياً في المنطقة الوسطى بين x_1 و x_2 ، ويكون لدينا في هذه المنطقة حلان غير مرتبطين خطياً ومقبولين فيزيائياً . المشكلة الآن هي « مطابقة » تلك الأنواع المختلفة من الحلول بحيث نحصل على دالة موجية مقبولة فيزيائياً تكون مستمرة في كل مكان ويكون لها أيضاً تفاضل أول مستمر في كل مكان . * بالنسبة لقيمة اختيارية للطاقة E لا يمكن القيام بذلك : حل مقبول فيزيائياً (الذي يكون مكامل التوزيع) يمكن الحصول عليه فقط في حالة قيم متفرقة ومحددة من الطاقة E . كل واحدة من تلك الطاقات يلاحظها حالة مستقرة مقيدة للنظام .

١٨ - يمكن فهم هذه الظاهرة مباشرة بمساعدة الأشكال ١٨ أ ، ب ، ج افترض بأننا نختار طاقة اختيارية E بحيث يكون $V_0 < E < V_-$. نحقق الشروط الفيزيائية « جهة اليسار » باختيارنا حلاً بتجه تقاربياً إلى المحور السيني كلما اتجه x إلى $-\infty$. يجب مطابقة هذا الحل عند نقطة الرجوع x_1 مع الحل المتذبذب في المنطقة بين x_1 و x_2 بما أن كلا من الدالة الموجية وتفاضلها الأول يجب أن يكون مستمرين فإننا نحصل على حل فريد في هذه المنطقة . هذا الحل يجب أن يطابق مع الحل في يمين x_2 ، ونحصل مرة أخرى على حل فريد في يمين x_2 . سوف لا يظهر هذا الحل تصرف القطاع الأيمن من شكل ١٢ ج إلا إذا كانت الطاقة مناسبة بالضبط ، لكن لا بد من ذلك فإنه سوف يتزايد بعيداً عن المحور السيني الأمر الذي يؤدي إلى عدم قبول الحل ، بصفة عامة ، فيزيائياً . الشرط أن تناقص الدالة الموجية جهة اليسار ، وتناقصها جهة اليمين أيضاً ، يكونان بصفة عامة غير متوافقين ، إلا إذا ، اتبأت E إحدى قيم مجموعة القيم المتفرقة . يجب أن تكون تلك القيم أكبر من V_0 . لقد استخلصنا بالفعل عدم إمكانية وجود حل مقبول فيزيائياً في حالة $E < V_0$.

بالنسبة لمسألة الجهد المبينة في شكل ١١ أ يتكون تخطيط الحدود إذن من مجموعة (الأمكانية فارغة) من المستويات المتفرقة بين V_0 و V_- ، ومن منطقة متصلة أو مستمرة أعلى من الطاقة V_- .

بالطبع تم المطابقة أوتوماتيكياً إذا ما وجدنا الحل الشامل للمعادلة الموجية .



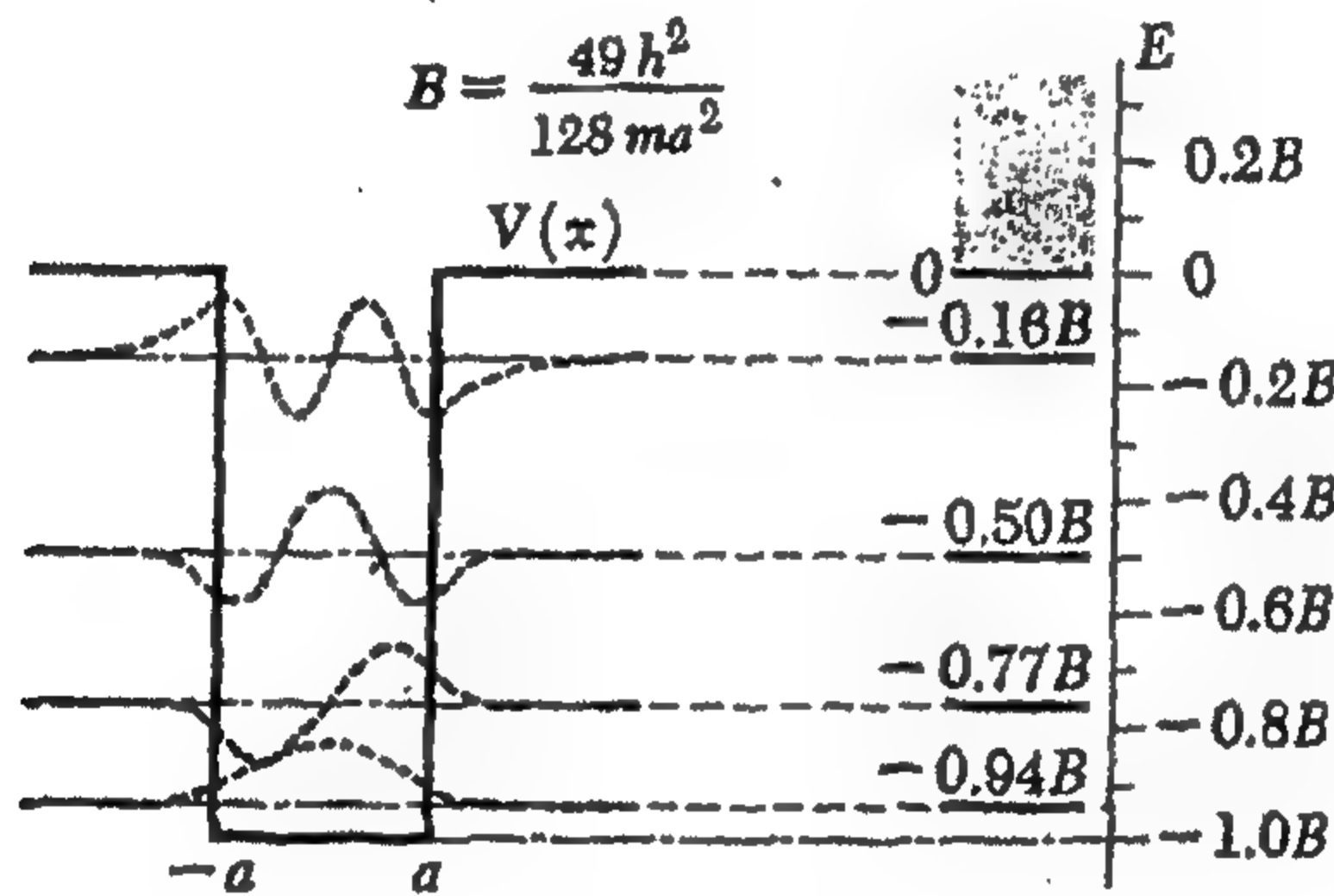
الأشكال ١٨ أ ، ب ، ج . تمثيل تخطيطي لسلوك حلول معادلة شرودينجر التي تؤول إلى الصفر تقاربياً عندما تؤول x إلى $-\infty$. تمثل المنحنيات الثلاثة حلولاً بالنسبة لثلاث طاقات مختلفة . إذا لم تكن قيمة بارامتر الطاقة « مناسبة بالضبط » ، فإن الحل سيتباعد إلى $+\infty$ أو $-\infty$ عند اتجاه x إلى $+\infty$. الحلول غير المقيدة للمعادلة التفاضلية ليست مقبولة فيزيائياً : أي أنها ليست حلولاً لمسألة شرودينجر . وفرة الطاقة « مناسبة بالضبط » للمنحنى (ب) : فالدالة الموجية تؤول إلى الصفر تقاربياً عندما تؤول x إلى $+\infty$. يمثل هذا المنحنى الدالة الموجية لحالة مقيدة .

١٩ - يبين شكل ١٩ أ مسألة ذات بعد واحد من النوع الذي تم تدارسه في التو ، والتي تعتبر سهلة بالمقارنة في التعامل معها تحليلياً . يكون لدينا في هذه الحالة $V_+ = V_-$ ، ودالة الجهد $V(x)$ تكون ثابتة قطعياً . تخطيط الحدود مبين على يمين الشكل ، ونلاحظ وجود أربع حالات مقيدة تحت المنطقة المتصلة . يبين الجزء الأيسر من الشكل الدوال الموجية المناظرة لتلك الحالات المقيدة . لاحظ بأن الدالة الموجية الأولى لها قيمة

قصوى واحدة (وبدون عقد) ، الدالة الموجية الثانية لها نقطتان قصوتان (وعقدة واحدة) ، والدالة الموجية الرابعة ، المناظرة لأعلى مستوى طاقى متفرق ، لها أربع نقط قصوى (وثلاث عقد) . بالنسبة لبئر جهد أعمق فسوف نحصل على عدد أكبر من الحالات المقيدة ، وفي الحالة القصوى ، وهى بئر غير متناهى العمق ، وهى المسألة التى نوقشت بالبند الرابع ، سيكون لدينا عدد لانهاى من الحالات المقيدة . ويجب مقارنة تمثيل الحدود فى الشكلين ٤ ب ، ١٩ أ : ستلاحظ أن مواقع المستويات الأربعة فى الحالة المقيدة الأولى تشابه فى الحالتين ، على الرغم من عدم تطابقهما :

قد يرغب القارىء فى محاولة حل مسألة الحصول على الحالات المقيدة بالنسبة للحالة المبينة فى الشكل ١٩ أ وليس ذلك بالأمر العسير .

لقد تعلمنا الآن بأننا يمكننا على أساس من نظرية شرودينجر تفهم ، لماذا يكون لنظام ميكانيكى كمى حالات مقيدة ، ولماذا يكون هناك بصفة عامة منطقة متصلة من الطاقات الممكنة بعد حد معين . بداية المنطقة المتصلة هى ببساطة الطاقة التى يتفكك النظام عند طاقة أعلى منها ، الأمر الذى يعنى فى مثالنا البسيط بأن الجسم يمكن أن يتصرف مثل باقة موجية منتشرة بعيداً جداً عن « المنطقة المركزية » .



شكل ١٩ أ حالة جسم موجود فى بئر جهد عمق B . هذا الشكل قائم على أساس مثال معطى فى

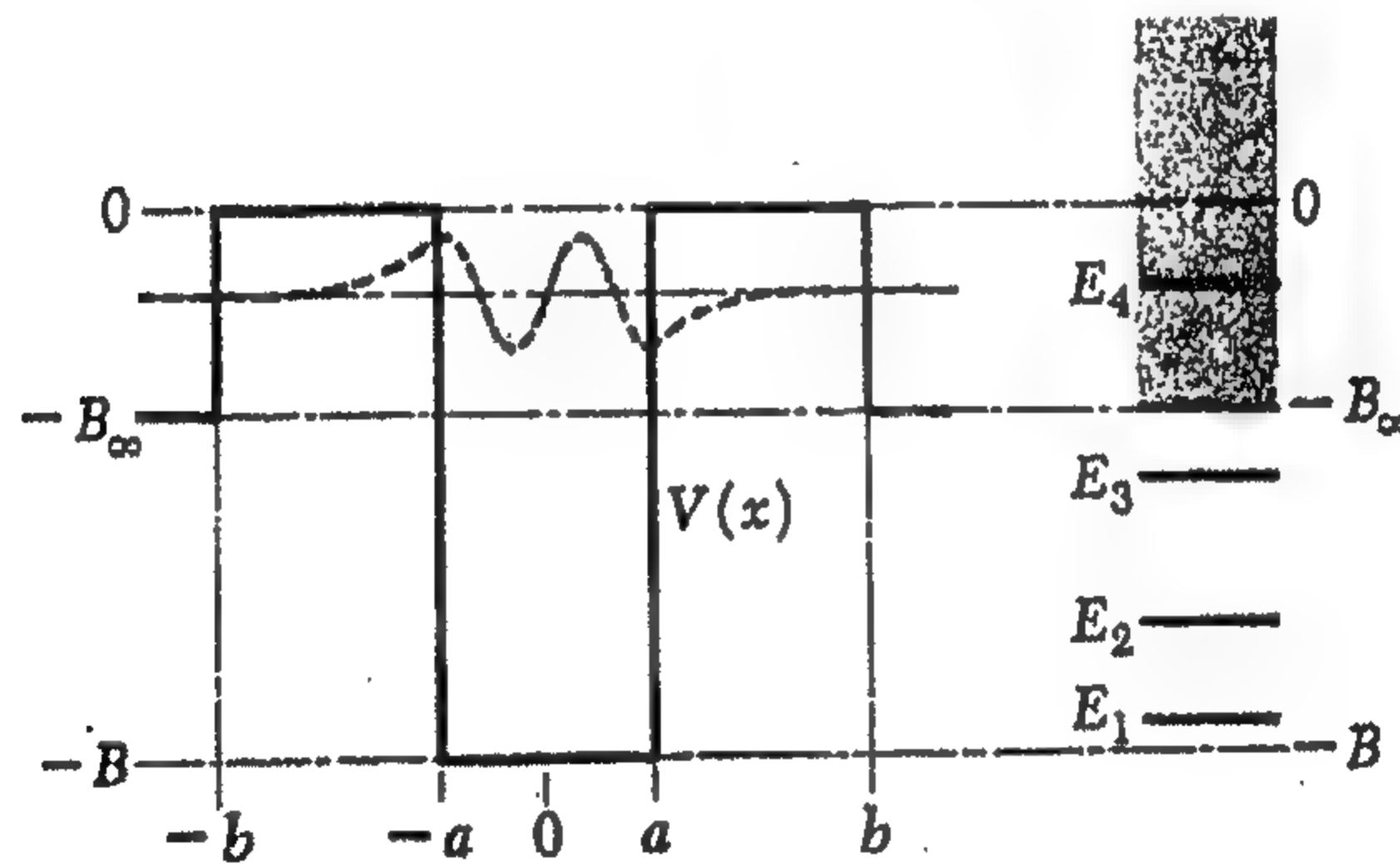
R. B. Leighton, *Principles of Modern Physics*, p. 154
(McGraw-Hill Book Co., New York, 1959).

بئر الجهد موضحة على اليسار من الشكل ، وتخطيط الحدود على اليمين منه . يوجد أربع حالات مقيدة (أربعة مستويات طاقة منفصلة) . الدوال المميزة المناظرة لتلك الحالات موضحة على اليسار ، مركبة على المنحنى الخاص بدالة الجهد . تبدأ المنطقة المتصلة عند سطح البئر ، كما هو مبين بالتظليل الرصاصى على تخطيط الحدود .

٢٠ - دعنا نبين فيما يلى كيفية فهم الظاهرة التى صادفتنا بالبند ٣٨ ، الفصل الثالث ، وهى وجود مستويات طاقة أعلى من بداية المنطقة المتصلة . (أنظر تخطيط الحدود فى شكل ٣٨ أ ، الفصل الثالث) .

نأخذ في الاعتبار مسألة الجهد ذات البعد الواحد المبينة في شكل ٢٠ أ. تختلف هذه المسألة عن تلك المبينة في شكل ١٩ أ في أن الجهد لا يبق ثابتاً خارج البئر ، لكن يتناقص إلى القيمة $-B_{\infty}$ ، بطريقة سليمة ، عند مسافة ما من البئر . نفترض ثبات الجهد عند القيمة $-B_{\infty}$ خارج تلك السلطات .

تبعاً لنظريتنا فإن المنطقة المتصلة ستبدأ في هذه الحالة عند الطاقة $-B_{\infty}$ كما هو مبين في تخطيط الحدود على اليمين في شكل ٢٠ أ . بالنسبة لقيم b ليست بالصغيرة جداً سيكون هناك ثلاث حالات مقيدة . تكون تلك المستويات من الطاقة E_1 ، E_2 ، E_3 قريبة جداً من المستويات الثلاثة الأولى في تخطيط الحدود في شكل ١٩ أ عندما يكون الثابت b كبيراً ، أي عندما يكون حاجزاً الجهد المبيان في شكل ٢٠ أ سميكتين جداً . دعنا نحصر اعتباراتنا إلى الحالة التي يكون فيها b كبيراً جداً . إذا ما كانت b لانهاية ، تصبح إذن المسألة المبينة في شكل ٢٠ أ ماثلة للمسألة المبينة في شكل ١٩ أ . ستبدأ المنطقة المتصلة في هذه الحالة عند الطاقة «سفر» ، وتوجد الحالة المقيدة الرابعة عند الطاقة E_4 . بالنسبة لأي قيمة نهائية للثابت b ، مهما كانت هذه القيمة كبيرة ، يكون لدينا فقط بالتحديد ثلاث حالات مستقرة ، وتبدأ المنطقة المتصلة عند $-B_{\infty}$ لكن ، افترض بأن عرض البئر يبلغ قدرأ من الأبعاد الذرية المعتادة ، أن عمقه من رتبة 10 eV ، أن الجسم عبارة عن الكترول ، وأن b تكون أكبر من كيلو متر واحد . تحت تلك الظروف يصبح من الصعب رؤية كيفية اختلاف الوضع في شكل ٢٠ أ عن الوضع في شكل ١٩ أ . يدلنا فهمنا للمسألة على أن سلوك الجسم بالقرب من البئر يجب أن يتشابه في الحالتين ، وعلى ذلك فإننا نتوقع أن تظهر الحالة المرتبطة الرابعة في تخطيط الحدود في شكل ١٩ أ . بطريقة أو بأخرى في مسألة الشكل ٢٠ أ أيضاً . سوف يظهر هذا التوقع بالفحص الرياضي الدقيق للموقف ، الأمر الذي لا يمكن القيام به هنا . على الرغم من ذلك ، دعنا نحاول الإشارة إلى خط تحليل ممكن .



شكل ٢٠ أ . يوضح هذا الشكل تعديلاً على الموقف المبين في شكل ١٩ أ . تكون الدوال الجهدية ماثلة خلال الفترة $(-b, +b)$ ، ولكن خارج هذه الفترة يتبوأ الجهد المبين بأعلاه قيمة ثابتة $-B_{\infty} < 0$. تبدأ المنطقة المتصلة إذن عند $-B_{\infty}$ في الحالة الحالية ، ويكون هناك فقط بالتحديد ثلاث حالات مستقرة . على الرغم من ذلك ، إذا ما كانت b كبيرة جداً ، مناظرة لحاجز سميكتين جداً ، يوجد إذن حالة رابعة مستقرة تقريباً . هذا المستوى الافتراضي يميز بالرمز E_4 بعاليه . إنه يناظر المستوى المستقر الرابع في شكل ١٩ أ .

٢١ - سنقارن سلوك دالة موجية شرودينجرية لحالة معينة $\psi(x, t)$ مع الزمن في الخاليتين . افترض بأنه عند زمن $t = 0$ تكون الدالة الموجية ماثلة للدالة المميزة الرابعة المبينة في شكل (١٩ أ) ، مناظرة للمستوى العلاقي الرابع $E_4 \cong -0.16B$. بمعنى آخر ، يكون لدينا :

$$\psi(x, 0) = \varphi_4(x) \quad (٢١ أ)$$

حيث الدالة الموجية $\varphi_4(x)$ هي الدالة الموجية المثلثة بالخط المنقط حول المستوى E_4 في شكل ١٩ أ . نفس هذه الدالة الموجية مبينة أيضاً بواسطة الخط المنقط في شكل ٢٠ أ . لاحظ أن هذه الدالة الموجية تؤول إلى الصفر سريعاً نوعاً ما خارج البئر .

بالنسبة للمسألة بالشكل ١٩ أ من السهل حل معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن (٣ ب) ، تحت الشروط الابتدائية المعطاة بواسطة (٢١ أ) . بما أن $\varphi_4(x)$ هي دالة مميزة لعامل شرودينجر التفاضلي فيصبح لدينا ببساطة :

$$\psi(x, t) = \varphi_4(x) \exp\left(-\frac{itE_4}{\hbar}\right) \quad (٢١ ب)$$

الأمر الذي يعبر عن الطبيعة المستقرة للدالة $\psi(x, t)$. في استطاعتنا الآن الحصول على الاحتمال $P(t)$ بوجود الجسم داخل البئر :

$$P(t) = \int_{-a}^a dx |\psi(x, t)|^2 = P(0) \quad (٢١ ج)$$

وكما نرى ، فهذا الاحتمال لا يعتمد على الزمن t ، وذلك يعكس ثابته الطبيعة المستقرة للدالة $\psi(x, t)$. لاحظ أن التكامل في (٢١ ج) يمتد على البئر فقط ، من $-a$ إلى a .

٢٢ - إذا ما حاولنا الآن حل نفس المسألة بالنسبة للموقف المبين في شكل ٢٠ أ ، بمعنى ، بنفس الشروط الابتدائية (٢١ أ) ، إذن لا يكون الحل . نفس الشكل ٢١ ب ، على الرغم من استطاعتنا القول بأنه تقريباً من هذا الشكل . إذا ما وجدنا بالفعل الدالة الموجية المعتمدة على الزمن $\psi(x, t)$ والخاصة بالمسألة في الشكل ٢٠ أ ، وبعد ذلك قنا بحساب الاحتمال $P(t)$ بالشور على الجسم في البئر فن الممكن التوضيح بأن لدينا ، بدلاً من (٢١ ج) ، علاقة تقريبية على الصورة

$$P(t) = \int_{-a}^a dx |\psi(x, t)|^2 \cong P(0) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \quad (٢٢ أ)$$

حيث T هو ثابت موجب . نؤكد هنا بأن العلاقة (٢٢ أ) هي علاقة تقريبية : صحيحة فقط بالنسبة لأزمنة t ليست « بالكبيرة جداً » . البرهان المفصل لهذه النتيجة سوف يأخذنا بعيداً جداً ، لكن سوف نحاول أن تبين النتيجة مقننة .

تفسير النتيجة (٢٢ أ) هو أنه إذا ما وضع الجسم في البئر عند زمن $t = 0$ ، وبطاقة مساوية تقريباً E_4 في النهاية إذن سوف يتسرب الجسم إلى خارج البئر . إذا ما كانت T كبيرة ، وهي الحالة عندما تكون b

كبيرة ، فسوف تستغرق عملية تسرب الجسم إلى خارج البئر وقتاً طويلاً ، ويكون لدينا إذن حالة مستقرة تقريباً . الزمن T هو العمر المتوسط للحالة . إذا ماتر كنا b تقول إلى مالا نهاية ، فإن T سوف تقول إلى مالا نهاية ، وسوف نحصل على حالة مستقرة بالتحديد ، كما هو الحال بالنسبة لمسألة الشكل ١٩ أ . إذا ما جعلنا b تقول إلى a ، فإن T سوف تصغر في القيمة ، وفي الحد عندما يصبح $b = a$ تفقد الحالة ذات الطاقة E_4 معناها لحالة شبه مستقرة .

في ضوء هذه النتيجة نصبح محقين في رسم المستوى الرابع للطاقة E_4 في تخطيط الحدود لشكل ٢٠ أ ضمن المنطقة المتصلة : أنه يناظر حالة مستقرة بالتقريب . مثل هذه المستويات يطلق عليها في أحيان كثيرة إسم مستويات الطاقة الافتراضية .

يمكن فهم النتيجة (٢٢ أ) بصورة كيفية كنتيجة لظاهرة اختراق الحاجز ، مثل الحالات التي تدارسناها في الفصل السابع . جسم محدد الحركة ، عند طاقة E_4 ، داخل بئر سوف يبق إلى الأبد داخل البئر إذا ماتم تطبيق الميكانيكا الكلاسيكية على هذه المسألة . لكن في إطار الميكانيكا الكمية يصبح هذا غير صحيح : من المحتمل أن يتسرب الجسم من خلال الحاجز على كلا جانبي البئر . وكلما كان الحاجز أعرض كلما زاد الوقت اللازم لذلك ، وكلما كبر الثابت T . بالنسبة لقيمة كبيرة للثابت T يكون لازماً على الجسم أن يرتد جيئة وذهاباً داخل البئر عدداً كبيراً جداً من المرات ، ويتصرف الجسم تقريباً كما لو كان في حالة مستقرة .

٢٣ - في كل حالة من دراستنا حتى الآن يمكن اعتبار مسألة إيجاد الحالات المستقرة كمسألة ملائمة دالة تذبذبية بين نقطتي رجوع كلاسيكيتين . بالنسبة للمستوى الأرضي يكون للدالة الموجية نهاية عظمى واحدة ، ولا يكون لها عقد . بالنسبة للحالة التي تليها يكون للدالة الموجية نهايتان عظميتان ، وعقدة واحدة . عموماً يكون للدالة الموجية المناظرة للحالة ذات الترتيب m عدد m من النهايات العظمى ، ويكون لها $(m - 1)$ من العقد .

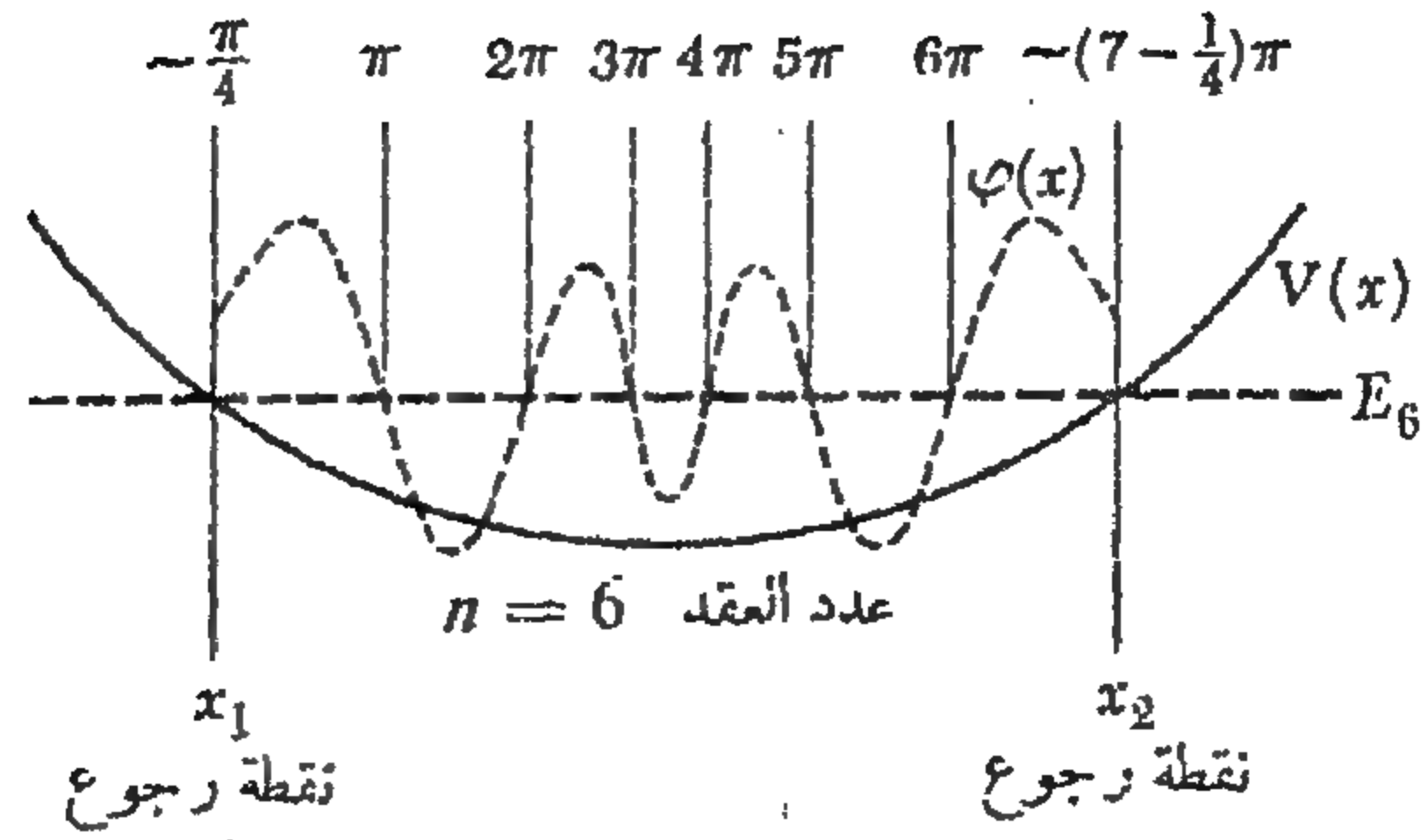
دعنا نستخدم العدد الكمي n لتمييز الحالات المستقرة ، حيث n هو عدد عقد (عدد أصفار) الدولة الموجية سوف تميز الحالة الأرضية إذن بالعدد الكمي $n = 6$ وتعطى الحالة المثارة رقم n العدد الكمي n . الدالة الموجية المناظرة للعدد الكمي n يكون لها عدد $(n + 1)$ من النهايات القصوى .

دعنا الآن نحاول التوصل إلى طريقة لتمييز مستويات الطاقة التقريبية بالنسبة لجسم في واد من الجهد . لهذا الغرض نتدارس شكل ٢٣ أ الذي يعرض الجهد بالنسبة لمسألة نمطية من هذا النوع .

الخط الثقيل المستمر يمثل الجهد . الخط الثقيل المتقطع يمثل الطاقة ، E_6 ، للمستوى المشار السادس ، والخط المتذبذب المتقطع يمثل الدالة الموجية المناظرة . الدالة الموجية مرسومة فقط بين نقطتي الرجوع x_1 و x_2 [المرفتين بالبلاقة $E_6 = V(x_1) = V(x_2)$] . خارج هذه الفترة تتجه الدالة الموجية تقاربياً نحو الأحداثى السيني .

٢٤ - افترض بأننا حاولنا تمثيل دالة موجية من النوع المبين في شكل (٢٣ أ) بعلاقة من الشكل

$$\varphi(x) = A(x) \sin [f(x)] \quad (124)$$



شكل ٢٣ أ لتوضيح مناقشتنا فيما يسمى بطريقة تقريب WKB لإيجاد الحالات المستقرة . لإيجاد الحالة رقم $(n + 1)$ ، بمعنى ، الحالة المشارة رقم n ، نحاول اختيار الطاقة E بحيث يمكننا إعداد مكان لعدد $(n + \frac{1}{2})$ من « أنصاف الموجات » فيما بين نقطتي الرجوع الكلاسيكيتين الطول الموجي المحلى عند نقطة ما يعتمد على الطاقة الكلية وعلى الجهد عند هذه النقطة .

المنحنى المستمر يمثل الجهد ، والمنحنى المتقطع يمثل الدالة الموجية (بين نقطتي الرجوع) بالنسبة للحالة المشارة السادسة . قيم الطور $f(x)$ مبينة فوق نقطتي الرجوع ، وفوق المقد . في هذه الحالة الخاصة يكون التغير الكلي (بين نقطتي الرجوع) مطابقاً للعلاقة $\Delta f \cong (n + \frac{1}{2})\pi = (6 + \frac{1}{2})\pi$.

حيث $A(x)$ سعة موجية ، وحيث $f(x)$ دالة طور متزايدة إفرادياً مع x . في كل مرة تتبوأ فيه الدالة الطورية $f(x)$ إحدى القيم $k\pi$ ، حيث k عدد صحيح ، تنتج عقدة للدالة الموجية . دعنا نأخذ في الاعتبار التغير Δf في دالة الطور الذى يحدث بين نقطتي الرجوع .

$$\Delta f = f(x_2) - f(x_1) \quad (24 \text{ ب})$$

نلاحظ بالنظر إلى شكل ٢٣ أ أنه بالنسبة للدالة الموجية المبينة في الشكل يكون التغير في الطور حوالى $(6 + \frac{1}{2})\pi$. سوف نسترشد بهذه الصورة الملهمة ونفترض الدالة الموجية بالنسبة للحالة المشارة رقم n تكون بحيث تتغير دالة الطور $f(x)$ بين نقطتي الرجوع بالمقدار

$$\Delta f_n \cong (n + \frac{1}{2})\pi \quad (24 \text{ ج})$$

نقدم على الافتراض (٢٤ ج) للسهولة في التعامل ، وذلك للحصول على صيغة محددة . إذا ما رغبتنا في أن نكون أكثر انضباطاً فن الممكن في الحالة القصوى أن نقرر متباينة ، بمعنى

$$(n + 1)\pi \geq \Delta f_n > n\pi \quad (24 \text{ د})$$

كما يمكن للقارىء أن يقنع نفسه بسهولة إذا ما نظرنا إلى شكل ٤ ج فلاحظ بأنه في هذه الحالة يكون الحد الأقصى في (٢٤ د) هو المفروض ، على حين تكون أقرب إلى الحد الأدنى بالنسبة للحالة الماثرة الثالثة في شكل ١٩ أ .

الصيغة (٢٤ ج) تمثل إذن تراض .

٢٥ - دعنا فيما يلي نحاول استنباط علاقة تقريبية للتغير في طور الدالة الموجية ، كدالة للطاقة E . اعتبر أولاً منطقة يكون فيها الجهد ثابتاً ، وله القيمة V . في مثل هذه المنطقة ، وفي حالة $E > V$ ، تأخذ الدالة الموجية الشكل :

$$\varphi(x) = A \sin \left[(x - x_0) \frac{p}{\hbar} \right] \quad (٢٥ أ)$$

حيث A و x_0 ثابتان ، وحيث

$$p = \sqrt{2m(E - V)} \quad (٢٥ ب)$$

بمقارنة (٢٥ أ) مع (٢٤ أ) نحصل على

$$f(x) = (x - x_0) \left(\frac{p}{\hbar} \right) \quad (٢٥ ج)$$

إذا ما سارنا المسافة dx جهة اليمين يكون التغير في الطور ، df ، إذن

$$df = \left(\frac{p}{\hbar} \right) dx = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - V)} dx \quad (٢٥ د)$$

دعنا الآن نستخدم (٢٥ د) كصيغة تقريبية للتغير في الطور مع x في حالة ما إذا كان $V(x)$ متغيراً . يصبح هذا التقريب أفضل تبريراً كلما كان تغير $V(x)$ مع موضع المكان x أكثر بطئاً . في نطاق هذا التقريب يعطى التغير الكلى في الطور بين نقطتي الرجوع x_1 و x_2 بالعلاقة

$$\Delta f = \int_{x_1}^{x_2} \frac{df}{dx} dx \cong \frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m[E - V(x)]} \quad (٢٥ هـ)$$

دعنا نطبق هذه العلاقة في الحالة المستقرة رقم $(n + 1)$ ، بطاقة $E = E_n$. التغير الكلى في الطور يعطى أيضاً تقريباً بواسطة العلاقة (٢٤ ج) ، وإذا ما ساوينا تعبيرى التغير في الطور نحصل على

$$\int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m[E_n - V(x)]} \cong (n + \frac{1}{2})\pi\hbar \quad (٢٥ و)$$

٢٦ - المعادلة (٢٥ و) هي معادلة يمكن بواسطتها تعيين الطاقة E_n للحالة المستقرة رقم $(n + 1)$. للقيام بذلك نعين أولاً نقطتي الرجوع x_1 و x_2 كدالة لبارامتر الطاقة E ، وذلك بحل المعادلتين :

$$V(x_1) = V(x_2) = E, \quad x_2 > x_1 \quad (٢٦ أ)$$

نرمز للحلين بواسطة $x_1(E)$ و $x_2(E)$. بعد ذلك نقيم التكامل

$$g(E) = \int_{x_1(E)}^{x_2(E)} dx \sqrt{2m[E - V(x)]} \quad (٢٦ ب)$$

الذي يعطينا دالة $g(E)$ للطاقة E . نحصل أخيراً على الطاقة E_n لحلول المعادلة

$$g(E) = (n + \frac{1}{2})\pi\hbar \quad (٢٦ ج)$$

حيث $n = 0, 1, 2, \dots$

الطريقة التقريبية والتي توصلنا إليها الآن لتعيين مستويات الطاقة الخاصة بجسيم موجود في واد من الجهد ، مثل المبين في شكل ٢٣ أ ، تعرف بطريقة WKB^* . تعطي هذه الطريقة في الكثير من الأحيان نتائج معقولة الدقة ، وهي مفيدة دائماً عند محاولتنا تكوين فكرة تقريبية عن مواقع المستويات . تشابه طبيعة التقريب إلى حد كبير طبيعة التقريب الذي قنا به في استنباطنا للصيغة (٢٦ ب) في الفصل السابع وذلك لمعامل النفاذ لحاجز جهد : في الحقيقة تظهر في الحالتين نفس نوعية التكاملات .

من المهم ملاحظة أن معادلتنا (٢٥ و) والتي استنبطناها ضمن إطار الميكانيكا الموجية ، تماثل ما يسمى بشرط بوهر - سمر فيلد (Bohr-Sommerfeld) الكمي في نظرية بوهر القديمة . نصل إذن إلى فهم معين للسبب في نجاح نظرية بوهر إلى حد كبير في بعض الأحيان ، وأيضاً يمكننا رؤية سبب فشلها الذريع في بعض الأحيان : فالمعادلة (٢٥ و) ليست صحيحة بصراحة ولكنها علاقة تقريبية فقط .

المتذبذب التوافقي • الاثارات الاهتزازية والدورانية للجزيئات

٢٧ - دعنا نطبق طريقتنا التقريبية على واحدة من مسائل القيمة المميزة ذات الأهمية القصوى : تلك هي إيجاد مستويات الطاقة لمتذبذب توافقي ذي بعد واحد . بالنسبة لهذه المسألة يعطى الجهد $V(x)$ بالعلاقة

$$V(x) = \frac{K}{2} x^2 \quad (٢٧ أ)$$

حيث k هو الثابت الزنبركي . إذا كانت كتلة الجسيم هي m ، فإن التردد (الزاوي) ، ω_0 ، يعطى في نطاق الميكانيكا الكلاسيكية بواسطة العلاقة

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} \quad (٢٧ ب)$$

Named after G. Wentzel, H. A. Kramers and L. Brillouin.

H. A. Kramers, "Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung," *Zeitschrift für Physik* 39, 828 (1926).

* تسمى خلفاً له

أنظر

لقيام بعملية التكيم ، التي شرحناها في البند ٢٦ ، يجب علينا أولاً تعيين أن نقطتي الرجوع . موجودتان
بتأثر بالنسبة لنقطة الأصل ، و يمكننا إذن كتابة $x_1 = -x_0$ ، $x_2 = x_0$ ، حيث ، تبعاً للعلاقة (٢٦ أ) ،
نحصل على

$$x_0(E) = \sqrt{\frac{2E}{K}}, \quad E = \frac{K}{2} x_0^2 \quad (٢٧ ج)$$

بعد ذلك نعين الدالة $g(E)$ ، والمعرفة تبعاً للعلاقة (٢٦ ب) بواسطة

$$g(E) = \int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m[E - V(x)]} = \int_{-x_0}^{x_0} dx \sqrt{Km(x_0^2 - x^2)} \quad (٢٧ د)$$

بإدخال متغير جديد للتكامل θ معرف بواسطة العلاقة $x = x_0 \sin \theta$ نحصل على

$$g(E) = 2 \sqrt{Km} x_0^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \cos^2 \theta = \pi E \sqrt{\frac{m}{K}} \quad (٢٧ هـ)$$

حيث تخلصنا من x_0 باستخدام العلاقة (٢٧ ج) . بالتعويض عن $g(E)$ في (٢٦ ج) بواسطة العلاقة
(٢٧ هـ) نحصل على النتيجة البسيطة جداً

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_0 \quad (٢٧ و)$$

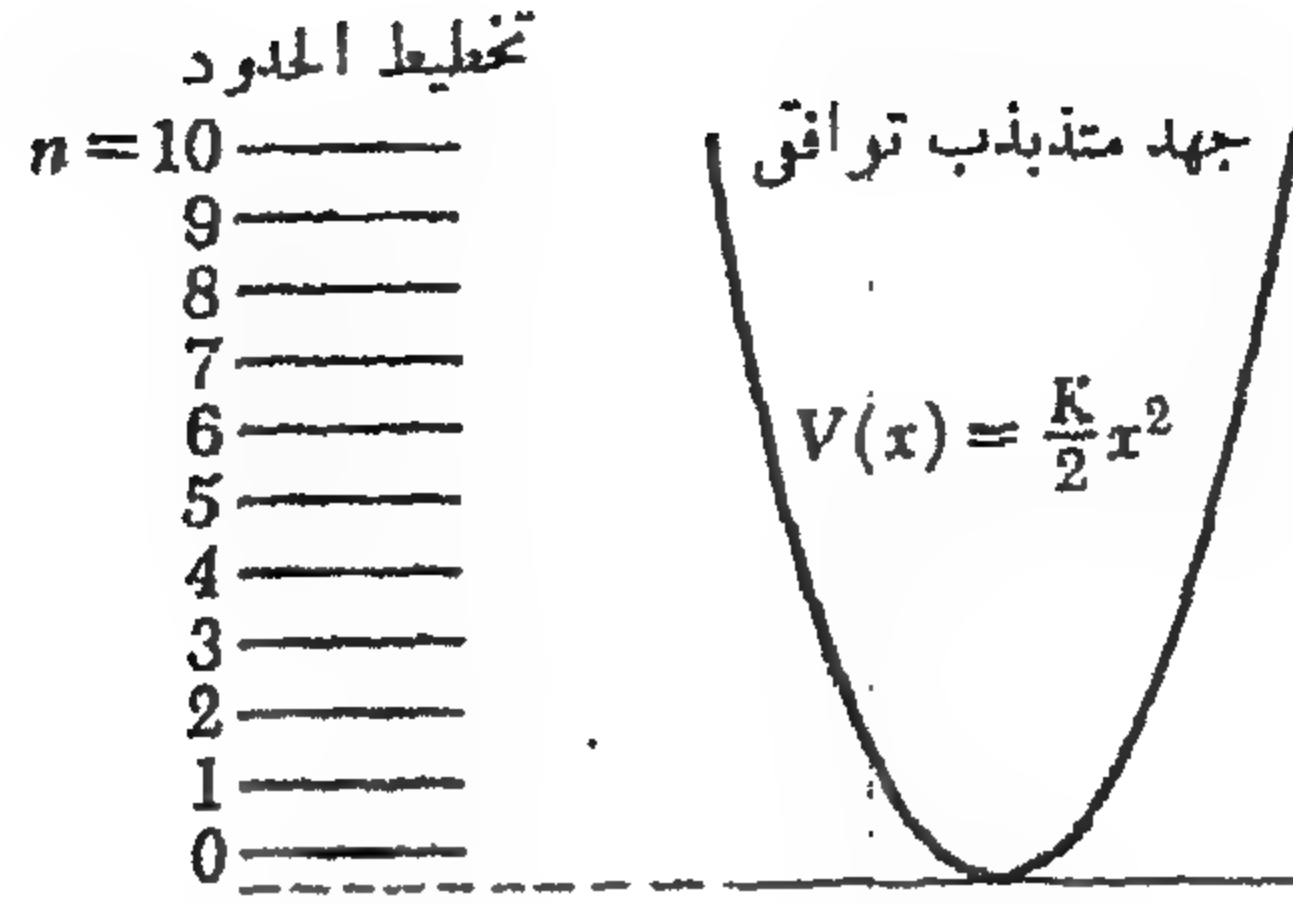
والتي تعطى الطاقة E_n للحالة رقم $(n + 1)$ من حالات المتذبذب التوافقي المستقرة ، حيث $n = 0, 1, 2, \dots$ هو أى عدد صحيح غير سالب .

٢٨ - يتصادف بأن يعطى الحل الدقيق لمعادلة شرودينجر (٤ ب) بالنسبة لحالة المتذبذب التوافقي ،
بمعنى ، بالنسبة لدالة الجهد المغطاة في (٢٧ أ) ، نفس النتيجة (٢٧ و) بالضبط .

هذا الكتاب غير مكرس لحلول معادلة شرودينجر في حالات خاصة ، وسوف لا نحاول حل مسألة
المتذبذب التوافقي حلاً حازماً . بسبب مصادفة عجيبة تعطى طريقتنا التقريبية النتيجة الصحيحة فعلياً ، وهو
أكثر مما لدينا الحق في توقعه .

يبين شكل ٢٨ أ تخطيط الحدود (جهة اليسار) ودالة الجهد (جهة اليمين) بالنسبة لمتذبذب توافقي .
لاحظ الفاصل المتساوى والمميز بين المستويات . لقد اخترنا في هذا الشكل قاع بئر الجهد كنقطة الصفر للطاقة ،
وهذا بالطبع اصطلاح اختياري .

إذا ما كان الجسم المتذبذب حاملاً شحنة فيمكننا أن نتوقع انتقالات إشعاعية بين مستويات الطاقة ،
وهذا يعنى بأنه عند الأخذ في الاعتبار هذه العمليات الإشعاعية . فإن النظام لا يصبح بعد ذلك مطلق الاستقرار
بالنسبة لـ $n > 0$. يمكننا أن نبين بأن قاعدة الانتقاء بالنسبة للانتقالات الكهربائية ثنائية القطب تكون بحيث
تتغير n بمقدار الوحدة . تبعاً لذلك فإن تردد السك المنبعث يجب أن يساوى التردد الكلاسيكي ω_0 وذلك
بالنسبة لأي انتقال من هذا النوع . هذا هو أيضاً ما نتوقعه على أساس من النظرية الكلاسيكية .



شكل ٢٨ (أ) . الجهد (على اليمين) تخطيط الحدود (على اليسار)
 لمتذبذب توافقي. مقاس من قاع بئر الجهد تعطى طاقة المستوى رقم $(n + 1)$
 بواسطة العلاقة $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_0$ حيث ω_0 هو التردد الكلاسيكي.
 تعطى طريقة WKB نفس النتيجة كالنظرية الجازمة .

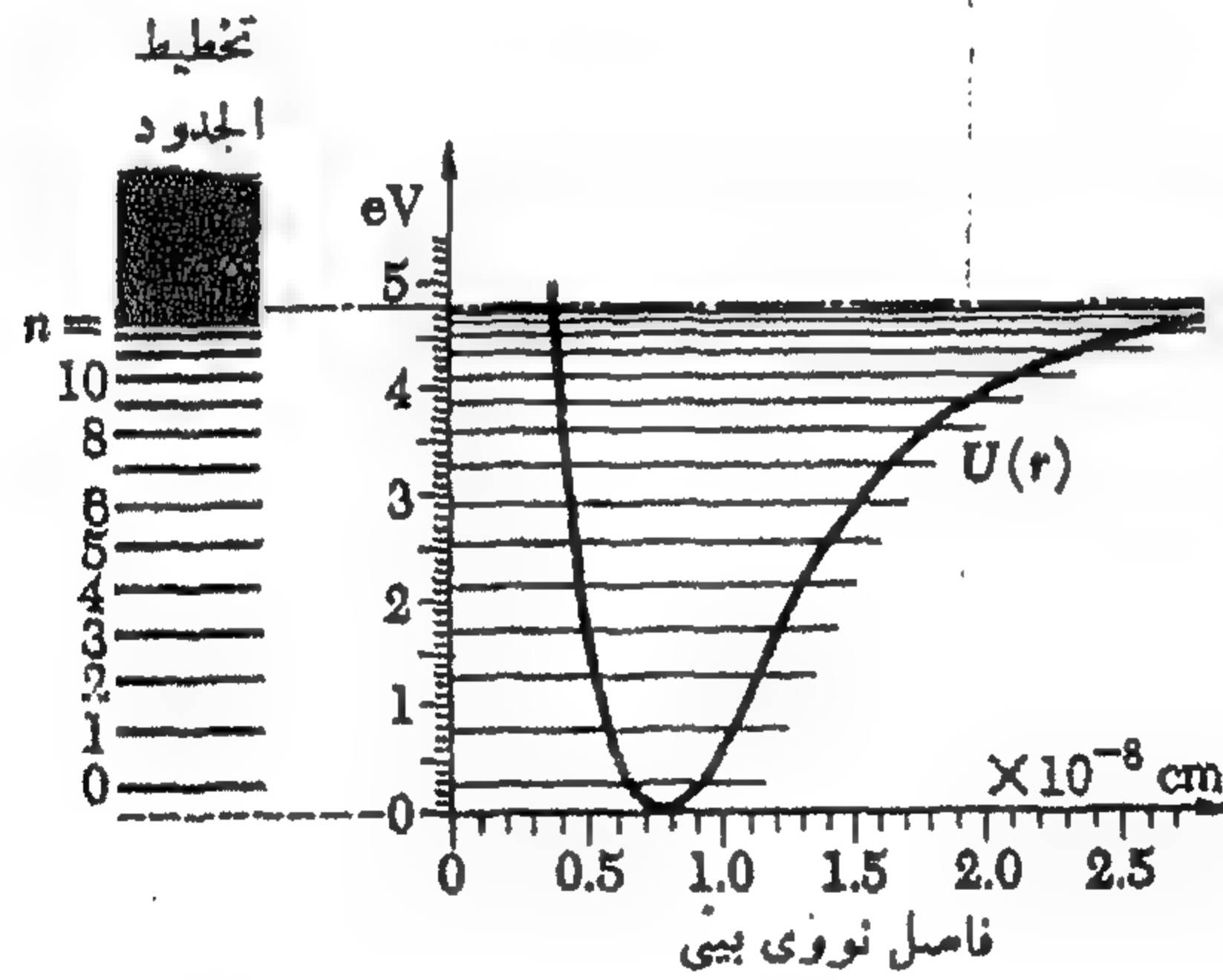
٢٩ - نظرية المتذبذب التوافقي مهمة بالنسبة للفيزياء ، ذلك لأن معادلات الحركة للكثير جداً من الأنظمة الفيزيائية ، التي قد تبدو غير مرتبطة بتاتاً بالمتذبذب التوافقي ، تكافئ شكلياً معادلات الحركة بالنسبة لنظام من المتذبذبات التوافقية تتفاعل فيما بينها بجهد بالغ الضعف . في التقريب الأول ، الذي يهمل فيه التفاعل البيني للمتذبذبات ، تكون النظرية الكمية لمثل هذه الأنظمة مكافئة رياضياً للنظرية البسيطة جداً لنظام من المتذبذبات التوافقية المستقلة تماماً عن بعضها . يكون نظام من النوع الأخير سهلاً في دراسته لأن كل متذبذب في هذا النظام يتذبذب على حده وكأن المتذبذبات الأخرى غير موجودة ، ومن الواضح أنه إذا ما استطعنا وصف أحد المتذبذبات في هذه الحالة فيمكننا إذن وصف أى عدد منهم .

و كأمثلة على أنظمة من هذا النوع يمكننا ذكر المجال الكهرومغناطيسي ، جسم صلب مرن الاهتزاز ، وكثير من المجالات الكمية . بالإضافة إلى ذلك ، فكل الجزيئات لها حالات اهتزازية يمكن وصفها بتقريب جيد بدلالة نظرية المتذبذبات التوافقية . يمكننا القول إلى حد كبير بصفة عامة بأن نظرية المتذبذب التوافقي تطبق على أنظمة تحقق معادلات خطية ، أو تقريباً خطية ، للحركة .

٣٠ - يوضح شكل ٣٠ الطبيعة التوافقية تقريباً لمتذبذب جزيئي خطي فعل ، بالتحديد جزيء الهيدروجين لهذا الجزيء أشكال إثارة تتذبذب فيها البروتونان ضد بعضهما البعض . يمكن تفهم تلك الأشكال بدلالة الجهد النووي البيني المؤثر ، المبين في الجزء الأيمن من الشكل . يبين المنحنى طاقة الوضع (بالـ eV) للنظام كدالة للفواصل النووية البينية . يمكننا تفهم وجود هذا الجهد المؤثر ، واعتماد كدالة على الفاصل النووي البيني ، تفهما جيداً من الناحية النظرية . سوف نناقش هذا الجهد في الفصل التالي . لدراسة الحالات الاهتزازية لهذا الجزيء ، أو أى جزيء آخر ثنائي الذرة ، يمكن إذن أن نحصل أولاً على الجهد المؤثر ، بعد ذلك نحل معادلة شرودينجر ذات البعد الواحد بهذا الجهد للحصول على مستويات الطاقة للحالات الاهتزازية .

اخترنا قاع بئر الجهد ليكون نقطة الصفر للطاقة ، بالضبط كما فعلنا في شكل ٢٨ أ . يمكننا أن نفترض بأن الجهد يتجه إلى مالا نهاية كلما اتجه الفاصل بينى النوى ٣ إلى الصفر . لكن ، كلما اتجه ٣ إلى مالا نهاية فإن الجهد يؤول إلى قيمة ثابتة ، وهي 4.8 eV - في الشكل . يتفكك الجزيء عند هذه الطاقة ، وتبدأ المنطقة ، كما هو مبين في تخطيط الحدود على اليسار في الشكل . لآتمثال طاقة الوضع في حالة المتذبذب التوافقي ، لكن إذا لم ترتفع كثيراً عن قاع بئر الجهد فإن منحنى الجهد يكون له شكل يقارب شكل القطع المكافئ . في الحقيقة فإن أى منحنى سلس له نهاية صغرى ، وأيضاً تفاضل ثان غير متلاش عند النهاية الصغرى ، يكون له تقريباً شكل قطع مكافئ في مجاورة النهاية الصغرى . يمكننا إذن التوقع بأن يسلك مثل هذا النظام بطريقة مشابهة تقريباً لمتذبذب توافقي ، وذلك بالنسبة لمستويات إثارة ليست بالمرتفعة جداً . يمكننا ملاحظة الفرق بين متذبذب توافقي حقيقى وبين متذبذب توافقي تقريبي بمقارنة شكلى ٢٨ أ و ٣٠ أ . المستويات ليست متباعدة بتساو في تخطيط الحدود في شكل ٣٠ . بالإضافة إلى ذلك يوجد فقط عدد محدد من المستويات الاهتزازية لجزيء .

طاقة التفكك للجزيء هي الطاقة التى يجب أن تعطى للجزيء في حالته الأرضية لكي يحدث التفكك . من شكل ٣٠ أ نرى بأن طاقة تفكك جزيء الهيدروجين هي حوالى 4.5 eV : تلك هي فروق الطاقة بين النهاية الصغرى للمنطقة المستمرة وبين الحالة الأرضية .



شكل ٣٠ أ . يبين الجزء الأيمن من الشكل الجهد النووى البينى المؤثر $U(r)$ في جزيء الهيدروجين ، ويوضح الجزء الأيسر تخطيط الحدود المناظر . بالنسبة لأقل الحالات إثارة يسلك الجزيء سلوكاً مشابهاً للمتذبذب التوافقي . يكون لمنحنى الجهد القريب من نهايته الصغرى شكل يقارب شكل القطع المكافئ ، ويكون للمستويات الدنيا نفس الوضع تقريباً كما في حالة المتذبذب التوافقي . (أنظر شكل ٢٨ أ) . كلما تزايد الفاصل الفاصل النووى البينى يؤول الجهد إلى قيمة ثابتة . تبدأ المنطقة المستمرة في تخطيط الحدود عند هذا المستوى ، مناظرة لتفكك الجزيء .

لا يصف الجهد $U(r)$ نوعاً جديداً من القوة: أنها القوة الكهرومغناطيسية متخفية .

عندما يكون الجزيء في حالة الأرضية ، يكون متوسط الفاصل بين النواتين (بروتونين) حوالى ،
 0.75 \AA : الدالة الموجية للحالة الأرضية تكون مركزة حول قيمة r المناظرة للنهاية الصغرى للجهد .

٣١ - لنناقش الآن معنى الجهد البينى النووى المؤثر والمبين في الجزء الأيمن من شكل ٣٠ أ . ننساق إلى هذا الجهد فسنمخطط تقريبي لدراسة التركيب الجزيئى ، يعرف بتقريب بورن-أوبنهايمر (Born-Oppenheimer) وفكرته كما يلي . بما أن الأنوية (بروتونات) أثقل بكثير جسدياً بالمقارنة بالالكترونات فإن حركتها ، في الجزيء ، تكون بسرعة صغيرة بالمقارنة بسرعة الالكترونات . ويمكننا الافتراض في تقريب أولى بأن الأنوية لا تتحرك بالمرّة ، لكنها ، تبقى ساكنة عند انفصال ثابت r_0 عن بعضها البعض . للتحديد فسوف نناقش جزيء الهيدروجين ، لكن اعتبارات مماثلة تنطبق على جزيئات أخرى بالمثل . المسألة المطلوب حلها في هذا التقريب الأولى هي إذن إيجاد الحالة الأرضية للالكترونات في المجال الكهرستاتيكي للبروتونين . افترض بأننا نحل هذه المسألة بالنسبة لفاصل نووى بينى ، اختياري r ، وفي هذه الحالة نحصل على طاقة الحالة الأرضية $U(r)$ للنظام ، بمعنى ، متضمنة طاقة التنافر الكهرستاتية بين البروتونين ، كدالة للمسافة r . بالنسبة لقيم r صغيرة جداً تكون الطاقة $U(r)$ كبيرة وموجبة ، وذلك لأن طاقة التنافر الكهرستاتية بين البروتونين تؤول إلى $+\infty$ عندما تؤول المسافة الفاصلة r إلى الصفر . بالنسبة لقيم r كبيرة جداً تؤول الطاقة $U(r)$ إلى قيمة ثابتة ، U_∞ ، وهى عبارة عن طاقة الحالة الأرضية لذرى هيدروجين منفصلتين انفصالاً لانهائياً عن بعضهما البعض . هناك مدى من قيم r يكون فيه $U(r) < U_\infty$ كما هو مبين في شكل ٣٠ أ . توجد للدالة $U(r)$ نهاية صغرى عند النقطة $r_0 = 0.75 \text{ \AA}$.

مع الافتراض بأن البروتونين لا يتحركان تكون إذن $U(r_0)$ هى أقل طاقة ممكنة للجزيء ، وفي هذه الخطوة الأولى من تقريب بورن-أوبنهايمر تكون هذه هى طاقة الحالة الأرضية للجزيء .

٣٢ - ولكن ، البروتونات تتحرك ، ، وتؤخذ هذه الحركة في الاعتبار في المرحلة التالية من تقريب بورن-أوبنهايمر . يتم ذلك بافتراض أن البروتونات تتذبذب عكس بعضها ، حول « مسافة انفصال التوازن » r_0 . في هذه الحركة التذبذبية (البطيئة) (والتي يجب ، بالطبع ، وصفها بميكانيكا الكم) تعطى طاقة الوضع المؤثرة بواسطة الدالة $U(r)$ ، التى حصلنا عليها في المرحلة الأولى من المخطط التقريبي .

إذن الدالة $U(r)$ هى طاقة الوضع المؤثرة في المرحلة الثانية من تقريب بورن-أوبنهايمر ، التى يؤخذ فيها في الاعتبار تذبذب البروتونين عكس بعضها البعض . وإذن يكون التفاعل البينى الأساسى الذى نفهم بدلالته التركيب الجزيئى عبارة عن التفاعل البينى الكهرستاتى بين الجسيمات الأربعة المشحونة في جزيء الهيدروجين . وينشأ الجهد المؤثر $U(r)$ كنتيجة لهذا التفاعل البينى الأساسى وبناء على ذلك فإنه لا يصف نوعاً جديداً من القوى . يمكننا التعبير عن ذلك بقولنا أنها القوة الكهرستاتية متخفية . تلك نقطة هامة يجب استيعابها .

٣٣ - وتخرج مسألة كيفية إيجاد $U(r)$ بالتحديد عن نطاق هذا الكتاب . لكن ، لنحاول أن نفهم بطريقة وصفية جداً ، كيف يمكن أن يكون للدالة $U(r)$ نهاية صغرى . للقيام بذلك يجب علينا الاقتناع بوجود تنظيمات للجسيمات في الجزيء تكون بالنسبة لها الطاقة الكهرستاتية أصغر (أى ، أكثر سالبية) من حالة ذرتين للهيدروجين منفصلتين انفصالاً لانهائياً ، ذلك على الرغم من أن المسافات بين الالكترونات والبروتون ليست أصغر في الجزيء عن مثيلاتها في الذرات . هذا بالتأكيد شرط ضرورى ولو أنه غير كاف بالنسبة للترابط الجزيئى .

نأخذ في الاعتبار الترتيب المبين في شكل ٣٣ أ الذي يوجد فيه الألكترونات والبروتونات عند أركان مربع يبلغ طول ضلعه a . ترمز الخطوط إلى التفاعلات البينية الكهرستاتية بين الأزواج الستة من الجسيمات . بالنسبة لهذا التنظيم الخاص للجسيمات تعطى طاقة الوضع الكهرستاتية الكلية E'_{pot} بواسطة العلاقة

$$E'_{pot} = +2 \frac{e^2}{a\sqrt{2}} - 4 \frac{e^2}{a} = \frac{e^2}{a} (\sqrt{2} - 4) \quad (١٣٣)$$

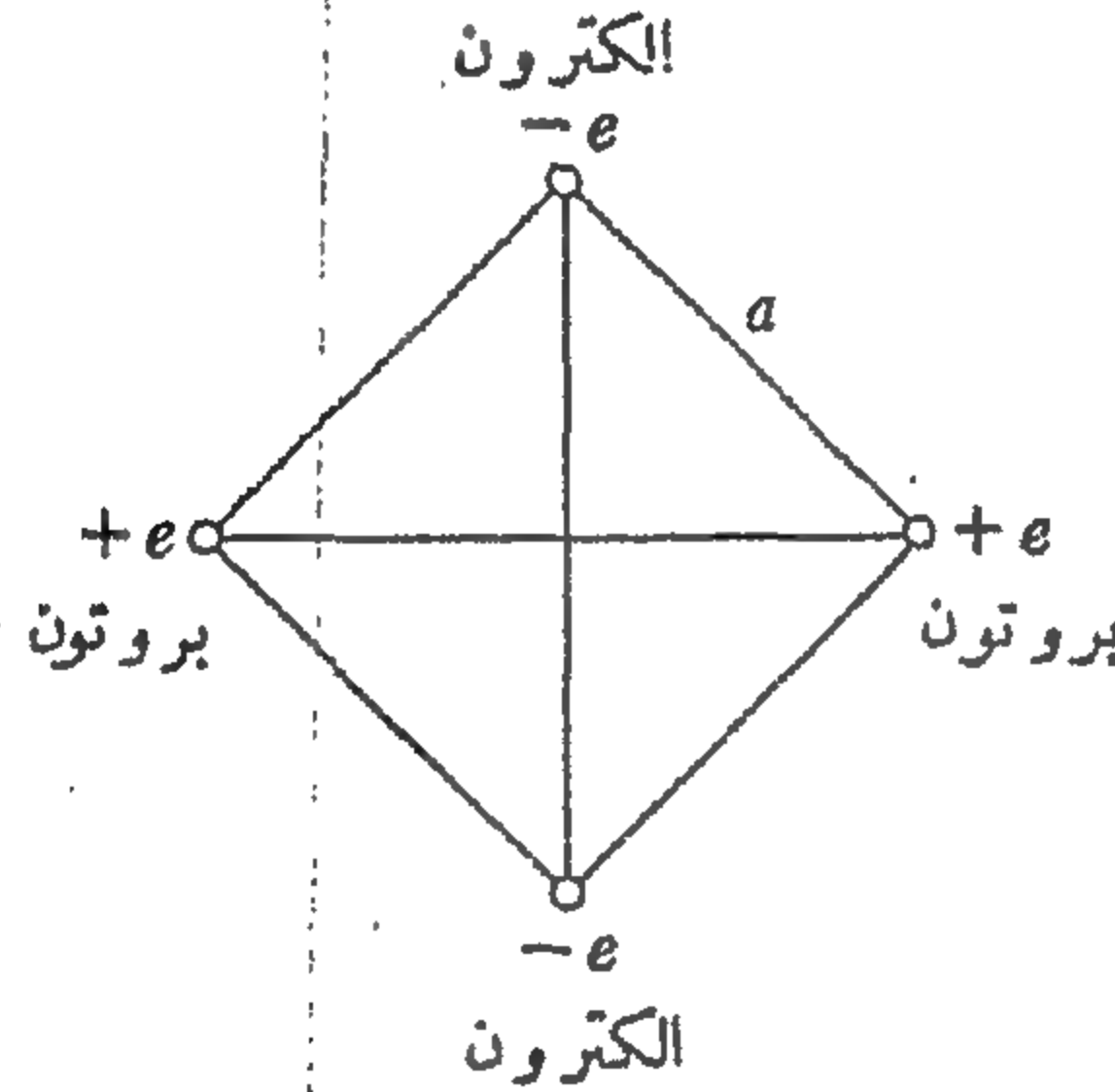
يجب مقارنة طاقة الوضع هذه مع طاقة الوضع الكلية E''_{pot} لذرتي هيدروجين منفصلتين عن بعضهما البعض بمسافة كبيرة جداً . تعطى طاقة الوضع هذه بواسطة العلاقة

$$E''_{pot} = -2 \frac{e^2}{a_0} \quad (٣٣ ب)$$

حيث a_0 هو نصف قطر بوهر . في الحالة الخاصة التي نختار فيها $a = a_0$ يصبح الفرق بين الكميتين E'_{pot} و E''_{pot} سالباً ، بمعنى ،

$$\Delta E'_{pot} = E'_{pot} - E''_{pot} = \frac{e^2}{a_0} (\sqrt{2} - 2) \cong -1.2 R_{\infty} \quad (٣٣ ج)$$

حيث R_{∞} هو ثابت ريديبرج $R_{\infty} = e^2/(2a_0) \cong 13.6 \text{ eV}$. لكن ، من الواضح بأنه يوجد تنظيمات أخرى قريبة تكون بالنسبة لها $\Delta E'_{pot}$ أيضاً سالبة : ليس ضرورياً أن تقع الجسيمات عند رؤس مربع .



شكل ٣٣ أ. إذا ما كانت $a = a_0$ بالنسبة للتنظيم المبين تصبح طاقة الوضع أصغر من طاقة الوضع الكلية لذرتي هيدروجين منفصلتين بواسطة مسافة كبيرة . تكون المسافات بين الألكترونات والبروتونات بالنسبة للجزيء بعاليه هي نفس مسافة الألكترون والبروتون في ذرة الهيدروجين ، يمكننا أن نتخيل الترتيب بعاليه وكأنه ينشأ عندما تندمج ذرتا هيدروجين مع بعضهما البعض . يوضح هذا المثال إمكانية كون القوة بين ذرتي هيدروجين قوة تجاذب ، لكن لا يبرهن بأي حال من الأحوال بأن جزيئاً مستقراً يمكن أن يوجد حقيقة .

٣٤ - الطاقة الكلية لجزء الهيدروجين هي حاصل جمع طاقتي الوضع والحركة . إذا ما استرجعنا الآن دراستنا في البند ١٤ ، من الفصل السادس ، عن مدلولات علاقة عدم التيقن بالنسبة لتركيبة ذرة الهيدروجين ، فإننا ندرك ضرورة إعطاء الإلكترونات في جزء الهيدروجين « اتساع كاف » داخل الجزء ، ذلك لأنه إذا ماتم عكس ذلك فإن علاقة عدم التيقن تقتضي أن تكون كيتا تحركتهما ، وبناء على ذلك طاقتا حركتهما ، كبيرة . في دراستنا لذرة الهيدروجين استنتجنا بأنه إذا ما كان عدم التيقن في موضع مكان الإلكترون يساوي a_0 تقريباً ، الأمر الذي يعنى بأن الإلكترون يحتل منطقة ذات حجم طولى قدره a_0 ، تصبح إذن طاقة حركته تساوي R_∞ تقريباً . تنطبق نفس الاعتبارات على جزء الهيدروجين : إذا ما كانت طاقة الحركة لتكون من نفس رتبة العظم فيجب أن يسمح للإلكترونات باحتلال منطقة من حجم a_0 .

لمواصلة ذلك يجب علينا إذن اختيار مناطق تحديد مختلفة للإلكترونات ولكل اختيار يتوجب علينا حساب طاقتي الوضع والحركة ، مع الأخذ في الاعتبار بمتطلبات مبدأ عدم التيقن . هذه طريقة معتدة إلى حد ما ، وسوف لنحاول اتباعها هنا . الطريقة المثل في مجابهة هذه المسألة هي محاولة اختراع دوال موجية مناسبة تصف الإلكترونين معاً ، وبعد ذلك نحسب الطاقة الكلية بالنسبة لهذه الدوال تبعاً لنظرية شرودينجر . بما أننا لم نناقش الدوال الموجية التي تصف جسيمين فإننا لسنا مستعدين لتجربة هذا الاتجاه* . في ضوء ما قيل فربما يكون القارىء مستعداً للاعتقاد بوجود نهاية صغرى للطاقة الكلية $U(r)$ كدالة للانفصال البيني النووي r . تماماً كناقشنا ذرة الهيدروجين فإن النهاية الصغرى للطاقة تتأتى نتيجة حل وسط : يجب أن يعطى الإلكترون حيزاً كافياً لكي تظل طاقة الحركة صغيرة ، لكن مع ذلك فيجب أن يبقى في منطقة صغيرة لدرجة تكون فيها طاقة الوضع محسوسة . وبصفة عامة تكون طاقة الوضع الكلية سالبة وتتناسب عكسياً مع بعد الجزء ، على حين تكون طاقة الحركة الكلية موجبة وتتناسب عكسياً مع مربع البعد . وعند أبعاد مثلى للجزء ستوجد نهاية صغرى لحاصل جمع الطاقين .

٣٥ - لنحاول الآن تقييم الترددات الاهتزازية النمطية في جزء (ثنائي الذرة) سيكون منحني الجهد على شكل قطع مكافئ تقريباً بجوار النهاية الصغرى (عند $r = r_0$) : ويمكننا تمثيل دالة الجهد $U(r)$ بواسطة العلاقة

$$U(r) \sim \left(\frac{r - r_0}{a_0} \right)^2 R_\infty + U(r_0) \quad (125)$$

يعتبر هذا تخميناً معقولاً . عند $r = r_0$ يأخذ الحد الأيمن القيمة الصحيحة $U(r_0)$. عند $|r - r_0| = a_0$ يكون الجهد أكبر من $U(r_0)$ بالمقدار R_∞ . وبما أن أبعاد الجزء من رتبة a_0 . وطاقة الربط تكون من رتبة R_∞ ، فإننا نتوقع بأن يتصرف الجهد تقريباً بهذه الطريقة .

• قدمت أول نظرية معقولة عن الترابط الجزيئي في

W. Heitler and F. London, "Wechselwirkung neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik," *Zeitschrift für Physik* 44, 455 (1927).

الحل الأيمن في (٣٥ أ) هو الجهد بالنسبة لمذبذب توافقى . يعطى « الثابت الزنبركى » K هذا المذبذب بواسطة العلاقة

$$K \sim \frac{2R_x}{a_0^2} = \frac{\alpha^2 mc^2}{a_0^2} \quad (٣٥ ب)$$

افترض الكتلة الموترة للمذبذب M . يعطى إذن التردد الاهتزازى ω_p للجزء بواسطة العلاقة .

$$\omega_p = \sqrt{\frac{K}{M}} \sim \alpha^2 \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right) \sqrt{\frac{m}{M}} \quad (٣٥ ج)$$

حيث أدخلنا التعبير $a_0 = \alpha^{-1}(\hbar/mc)$ بالنسبة لنصف قطر بوهر . نؤكد بأن التقدير (٣٥ ج) هو فقط تقدير رتبة عظم مبدئى .

استخلصنا من مناقشتنا فى الفصل الثانى من المقادير المميزة فى الفيزياء الذرية بأننا يمكننا اعتبار الكمية

$$\omega_e = \alpha^2 \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right) \quad (٣٥ د)$$

كتردد « نمطى » مصاحب للانتقالات الضوئية فى الذرة أو الجزيئ - بمعنى - انتقالات يتغير فيها الترتيب الإلكتروني . يمكننا إذن كتابة (٣٥ ج) على الهيئة

$$\omega_p \sim \omega_e \sqrt{\frac{m}{M}} \quad (٣٥ هـ)$$

تكون الكمية M بالنسبة لكل الجزيئات من رتبة كتلة نووية ، على حين m هى كتلة الإلكترون . تقع الترددات الإلكترونية النمطية ، ω_e ، فى الجزء المرئى من الطيف الكهرمغناطيسى . وكما نرى فإن الترددات الاهتزازية « النمطية » للجزيئات ، ω_p ، تكون أصغر بالعامل $\sqrt{m/M}$. بناء على ذلك فإن تلك الترددات ستكون فى المنطقة تحت الحمراء القريبة ، وهذا التوقع يتفق مع المشاهدات .

جدول ٣٥ أترددات اهتزازية لجزيئات ثنائية الذرات مختارة .

العدد الموجى cm^{-1}	التردد cycle / sec	الجزيئ
1641.35	4.921×10^{13}	C_2
2359.61	7.074×10^{13}	N_2
1580.36	4.374×10^{13}	O_2
1904.03	5.708×10^{13}	NO
2170.21	6.506×10^{13}	CO
268.4	0.805×10^{13}	IBr
725.68	2.176×10^{13}	S_2

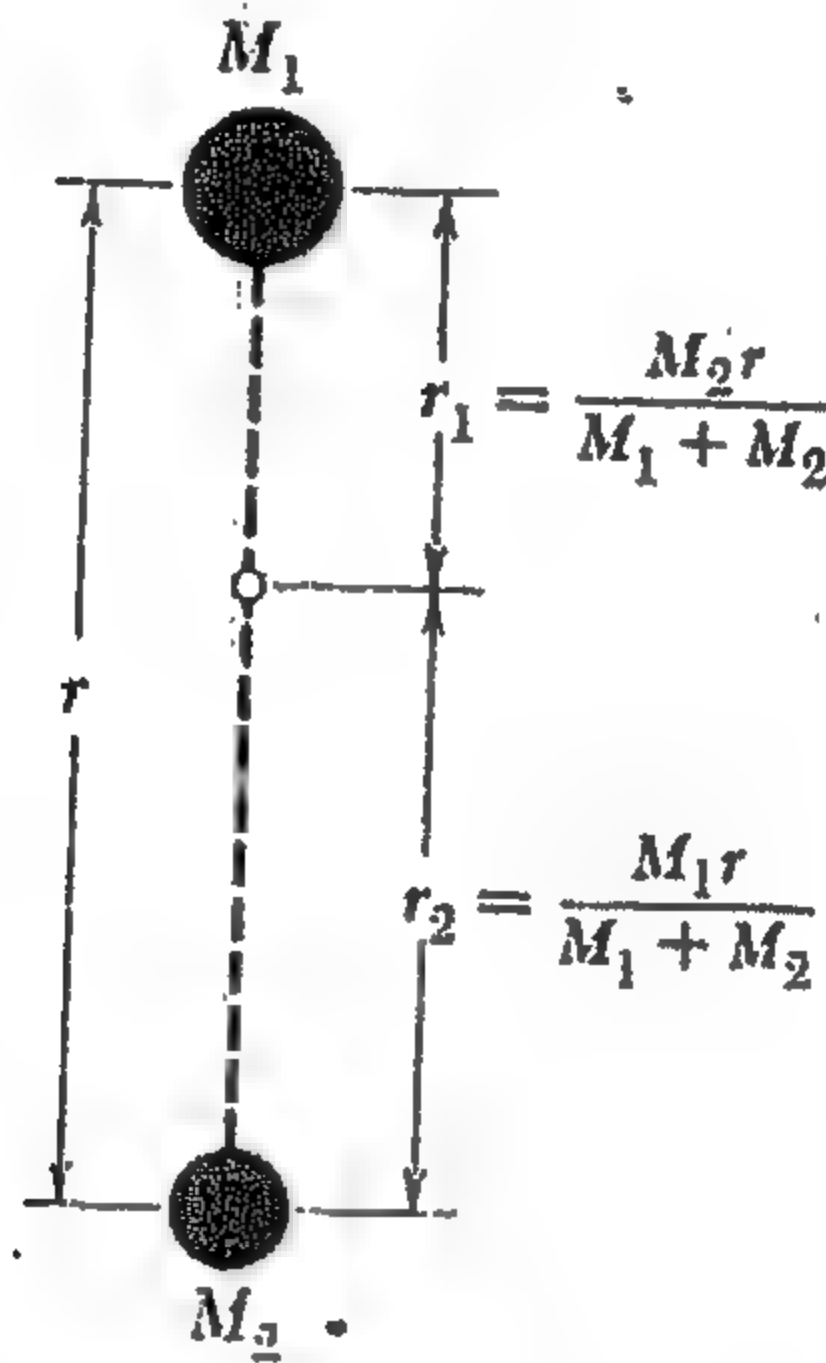
٣٦ - دعنا نحصل على الكتلة المؤثرة M بالتحديد بالنسبة لجزئ ثنائي الذرات والذي تكون فيه كتلتا النواتين هما M_1 و M_2 النواتان تتذبذبان عكس بعضهما البعض ، بطريقة ما بحيث يقع مركز الكتلة على الخط الواصل بين النواتين . دع r يمثل الانفصال بينى النوى ، ودع r_1 و r_2 يمثلان بعدى النواتين عن مركز الكتلة ، كما هو موضح فى شكل ٣٦ أ طاقة الحركة لهذا النظام تعطى بواسطة العلاقة :

$$T = \frac{1}{2}M_1\dot{r}_1^2 + \frac{1}{2}M_2\dot{r}_2^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{M_1M_2}{M_1 + M_2}\right)\dot{r}^2 \quad (٣٦ أ)$$

حيث أن النقط تمثل تفاضلات بالنسبة للزمن . تعطى طاقة الوضع للمتذبذب بواسطة العلاقة (٣٥ أ) كدالة للمسافة r ، وطاقة الحركة بواسطة (٣٦ أ) كدالة لـ \dot{r} . الكتلة المؤثرة M لهذا المتذبذب هى إذن المعامل لـ $\dot{r}^2/2$ ، أى

$$M = \frac{M_1M_2}{M_1 + M_2} \quad (٣٦ ب)$$

وهذا هو التعبير عن M الذى يجب إدخاله فى (٣٥ ج) . يعرف المقدار M بالكتلة المختزلة لنظام الجسيمين



شكل ٣٦ أ. تمثيل بياني لجزئ ثنائي الذرات . كتلتا النواتين هما M_1 و M_2 الدائرة الصغيرة البيضاء على الخط الواصل بين النواتين ترمز إلى مركز كتلة النظام فى النص أخذنا فى الاعتبار إثارات اهتزازية تتذبذب فيها الأنوية ضد بعضها البعض .

٣٧ - بما أننا لا نملك تعبيراً دقيقاً عن « الثابت الزنبركى » K والذي لدونه فى البند ٣٥ ، فلن يمكننا الحصول على تردد اهتزازى دقيق بالنسبة للجزئ ثنائي الذرات ، لكن ، يمكننا توقع قيم دقيقة فيما يتعلق بالتأثير النظيرى . اعتبر أولاجزيثا تكون فيه الكتل النووية هى M'_1 و M'_2 ، والتردد الاهتزازى هو ω'_v . نأخذ فى الاعتبار بعد ذلك جزيثاً متماثلاً فيما عدا شيئاً ، بمعنى ، جزئ متماثل كيميائى ، فيما عدا

أنا نستميز بنظائر أخرى ، ذات كتل نووية M_1', M_2' عن الأنوية الأصلية ، نفترض بأن التردد الاهتزازي لهذا الجزيء هو ω'' . يكون الثابت الزنبركي K ثابتاً بالنسبة للجزيئين (في نطاق تقريب بورن - أوبنهايمر) ، ذلك لأننا حصلنا على الجهد المؤثر $U(r)$ بإهمال الحركة النووية . يترتب على ذلك بأن التردد ω' و ω'' يجب أن تربطهما العلاقة

$$\frac{\omega'}{\omega''} = \sqrt{\frac{M_1' M_2' (M_1 + M_2)}{M_1 M_2 (M_1' + M_2')}} \quad (١٣٧)$$

وقد وجد أن هذا التوقع يتطبق مع المشاهدات بدقة كبيرة . كون هذا هو الحال يزيد ثقتنا بسلامة الآراء البسيطة التي قدمناها .

٣٨ - لنتدارس الآن الإثارات الدورانية لجزيء . نقرن مع كل جزيء نظاماً من الحالات الدورانية المنفصلة للجزيء ، يدور فيها الجزيء ككل حول محور ما . ولنحاول تقدير رتبة عظم فوارق الطاقة المصاحبة للإثارات الدورانية .

للسهولة نتدارس جزيئاً ثنائى الذرات ، كالموضح تخطيطياً في شكل ٣٦ أ . ولنفترض بأنه بالنسبة لحالة دورانية معينة يدور الجزيء بسرعة زاوية ω_a حول محور يمر خلال مركز كتلة الجزيء ويكون عمودياً على محور التماثل للجزيء ، بمعنى على الخط الذي يصل بين النواتين - نهمل حالياً الحركة الاهتزازية ، وبذلك فإننا نعتبر الجزيء إذن " كدمبلز " صلب . باستخدام تسميات شكل ٣٦ أ تكون سرعة النواة 1 إذن $\omega_a r_1$ وسرعة النواة 2 تكون $\omega_a r_2$. طاقة الحركة T_r للحركة الدورانية تعطى إذن بواسطة العلاقة

$$T_r = \frac{1}{2} M_1 (\omega_a r_1)^2 + \frac{1}{2} M_2 (\omega_a r_2)^2 \quad (١٣٨)$$

بالتعبير عن r_1 و r_2 بدلالة الكتل M_1 و M_2 ، وبدلالة الفاصل النووي البيني r ، كما هو مبين في شكل ٣٦ أ ، نحصل على

$$T_r = \frac{1}{2} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right) (\omega_a r)^2 = \frac{1}{2} M (\omega_a r)^2 \quad (٣٨ ب)$$

حيث M هي الكتلة المختزلة للجزيء ، كما تعرف بالمعادلة (٣٦ ب) .

يعطى عزم القصور الذاتي ، I للجزيء بالنسبة لمحور الدوران بواسطة العلاقة

$$I = M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2 = M r^2 \quad (٣٨ ج)$$

دعنا أيضاً نحصل على كمية التحرك الزاوية J للجزيء بالنسبة لمحور الدوران . تعطى بواسطة العلاقة

$$J = M_1 r_1^2 \omega_a + M_2 r_2^2 \omega_a = M r^2 \omega_a = I \omega_a \quad (٣٨ د)$$

يمكننا إذن كتابة طاقة الحركة للجزيء كما يلي

$$T_r = \frac{J^2}{2I} \quad (٣٨ هـ)$$

حيث قنا بحذف السرعة الزاوية ω_a من التعبير (٣٨ ب) باستخدام العلاقات (٣٨ د) .

٣٩ - يمكننا التخمين بأن كميات التحرك الزاوية التي نصادفها في جزيئات ستكون نمطياً من رتبة \hbar يترتب على ذلك بأن الطاقات النمطية المصاحبة للإثارات الدورانية ستكون من رتبة الكبر

$$T_r \sim \frac{\hbar^2}{2I} \quad (٣٩ أ)$$

بالرمز إلى التردد المناظر بـ ω_r يمكننا كتابة

$$\omega_r = \frac{T_r}{\hbar} \sim \frac{\hbar}{2I} \quad (٣٩ ب)$$

تبعاً للعلاقة (٣٨ د) تعطى كمية التحرك الزاوية بواسطة $J = I\omega_a$ وبما أننا قد افترضنا بأن $J \sim \hbar$ فيرتب على ذلك بأن $\omega_a \sim \hbar/I$ السرعة الزاوية ω_a وتردد الدورانية المميزة ω_r المعرفة بواسطة (٣٩ ب) هما إذن من نفس رتبة العظم ، وهذا ما يجب أن نتوقعه على أساس نموذج كلاسيكى .

تؤدى النظرية الميكانيكية الكمية الكاملة للجزيء الدبيلز إلى صيغة بسيطة جداً لمستويات الطاقة . تميز كل حالة دورانية بواسطة قيمة صحيحة غير سالبة لعدد كمية التحرك الزاوية الكمية J ، ونعطي طاقة الحالة بواسطة العلاقة

$$E_j = \frac{j(j+1)\hbar^2}{2I} \quad (٣٩ ج)$$

حيث $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ ومع ذلك فسوف لا نستنبط الصيغة في هذا الكتاب . لكن المؤلف شعر بضرورة ذكرها على أية حال .

٤٠ - يكون الانفصال بين الأنوية في أى جزيء من رتبة نصف قطر بوهر a_0 نقيم إذن عزم القصور الذاتي تبعاً لـ $I \sim Ma_0^2$ ، وإذا ما عوضنا بهذا التعبير بالنسبة لـ I في المعادلة (٣٩ ب) نحصل على

$$\omega_r \sim \frac{\hbar}{2Ma_0^2} \quad (٤٠ أ)$$

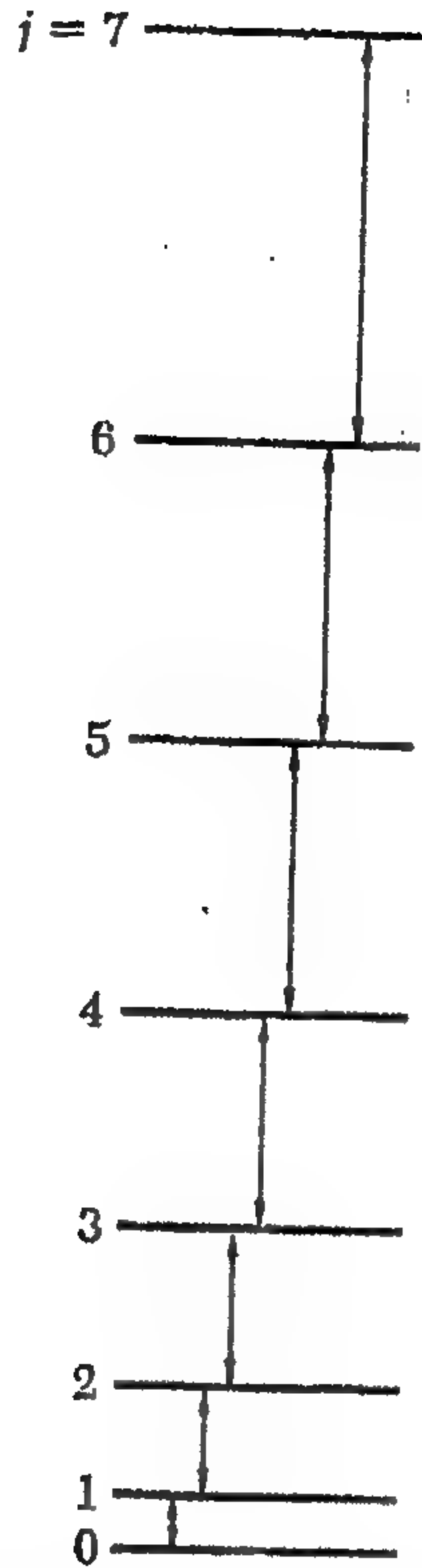
من المفيد كتابة هذا التقدير بدلالة التردد الإلكتروني المميز $\omega_e = \alpha^2(mc^2/\hbar)$ بما أن نصف قطر بوهريعطى بواسطة العلاقة $a_0 = \alpha^{-1}(\hbar/mc)$ فيمكننا إذن كتابة (٤٠ أ) على الصورة

$$\omega_r \sim \omega_e \left(\frac{m}{M} \right) \quad (٤٠ ب)$$

كتقدير لرتبة الكبر (بالطبع ، يكون البامل اثنين غير مهم في مثل هذا التقدير) .

دعنا نقارن بين الترددات الدورانية المميزة وبين الترددات الاهتزازية النمطية والتي قدرناها في البند (٣٥) . بدمج التقدير (٤٠ ب) مع التقدير (٤٠ ب) يمكننا كتابة

$$\omega_e : \omega_v : \omega_r \sim 1 : \sqrt{m/M} : (m/M) \quad (٤٠ ج)$$



شكل ٣٩ أ تخطيط الحدود بين المستويات الثمانية الأولى للطاقة الدورانية لجزيء ثنائي الذرات (باعتبار الجزيء كدببلز صلب). تبعاً للمعادلة (٣٩ ج) تعطى الطاقة E_j للحالة ذات كمية التحرك الزاوية j بواسطة العلاقة $E_j = B_j(j+1)$ حيث $B = h^2/2I$ هو الثابت الدوراني للجزيء. تمثل الأسهم الرأسية انتقالات كهربائية ثنائية القطب والتي تتغير فيها j بمقدار الوحدة.

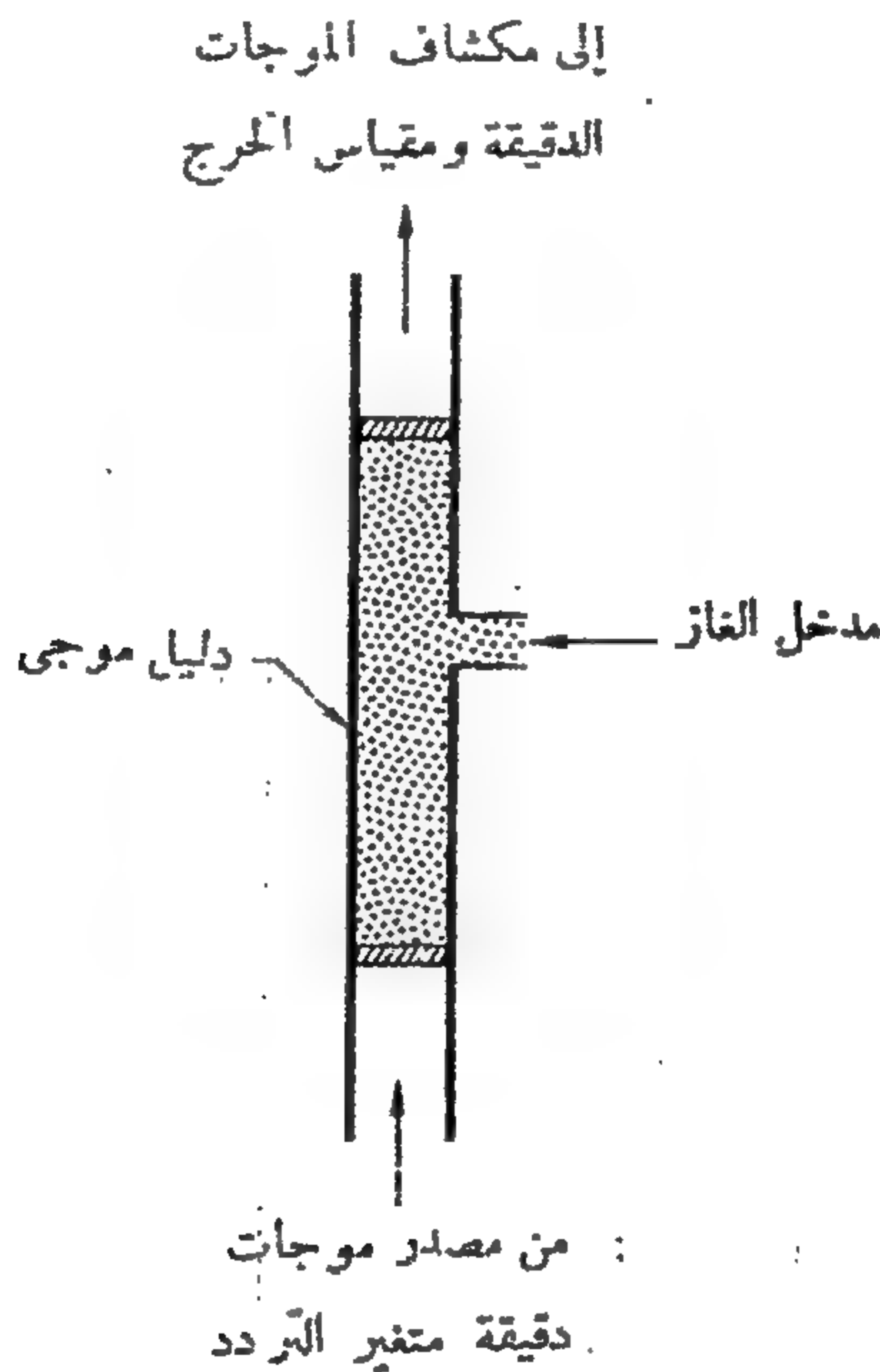
جدول ٣٩ ب الثابت الدوراني B_e لجزيئات مختارة ثنائية الذرات.

الجزيء	B_e (Mc/sec)	r (Å)
BrF	10700	1.76
KCl	3800	2.79
KBr	2400	2.94
$C^{12}O^{16}$	57900	1.13
OH	566000	0.97
NO	51100	1.15

الثابت B (انظر شكل ٣٩ أ) يعبر عنه هنا بدلالة التردد المقابل $B_e = B/h = h/(8\pi^2I)$ بالميجا سيكل لكل ثانية. العمود الثالث يعطى المسافة النووية البينية r .

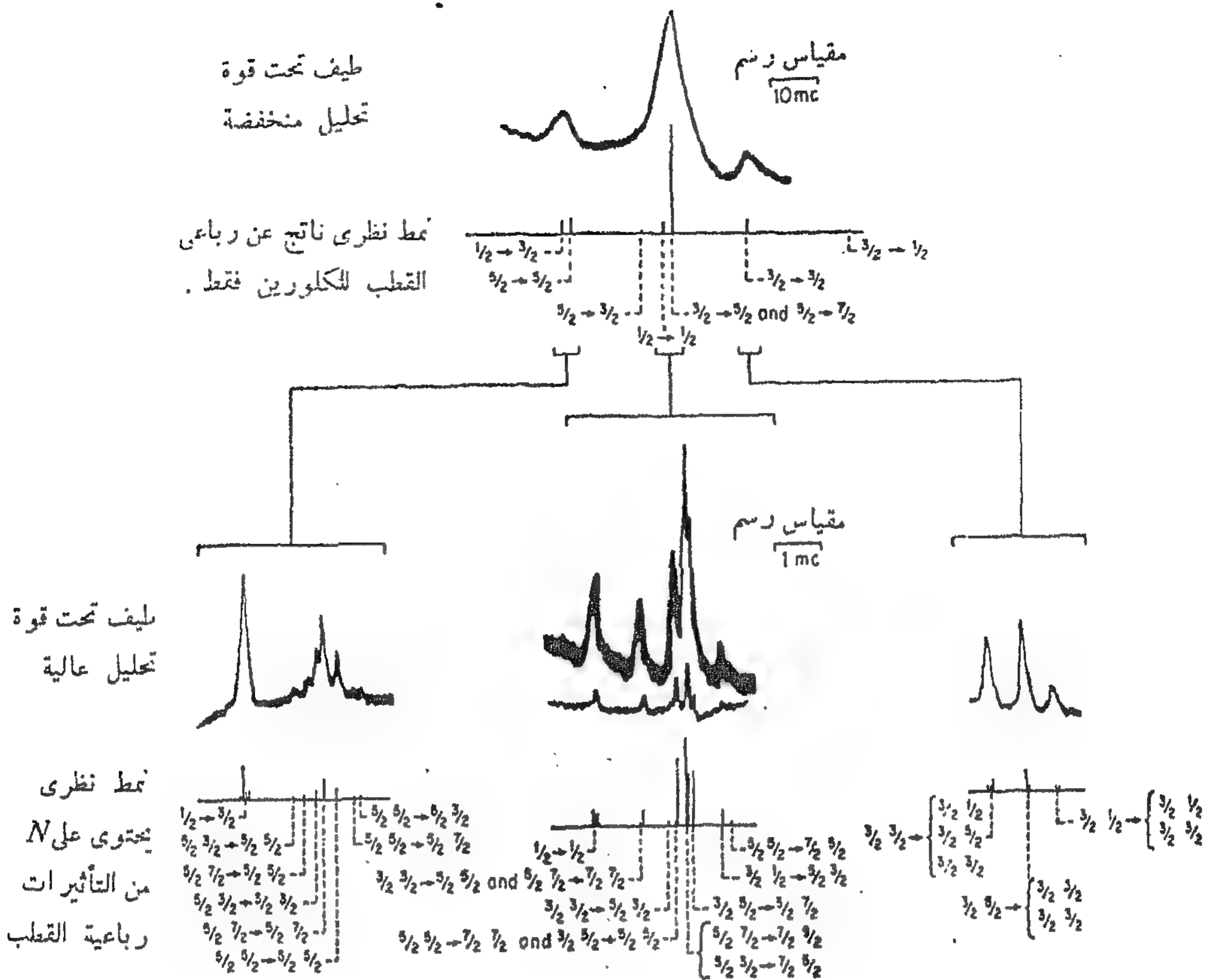
هنا ω_e هو التردد « النمطي » للانتقالات الإلكترونية ω_p ، هو التردد « النمطي » للانتقالات الاهتزازية و ω_m هو التردد « النمطي » للانتقالات الدورانية . كما نرى فإن تردد الانتقالات الدورانية أصغر بكثير جداً بالمقارنة بكل من الترددات الإلكترونية والاهتزازية . تقع الترددات الدورانية في المنطقة تحت الحمراء البعيدة (الموجات الدقيقة) .

٤١ - الفكرة الأساسية في الشرح الكامل للأطياف الضوئية الشريطية المنبعثة بواسطة جزيئات هي الفكرة بأن كل جزيء يمتلك ثلاثة أنواع مختلفة للإثارة : إثارات إلكترونية تتميز بواسطة التردد الإلكتروني ω_e ، إثارات اهتزازية تتميز بواسطة التردد ω_p ، وإثارات دورانية تتميز بواسطة التردد ω_m . إذا ما بالغنا في تبسيط الموقف فيمكننا التخيل بأن لدينا ثلاثة أنظمة الطاقة مناظرة لثلاثة أنواع مختلفة من الإثارة . وإذن تكون طاقة الحالة المستقرة للجزيء عبارة عن حاصل جمع لثلاثة حدود : حد إلكتروني .



شكل ٤١ أ. تمثيل بياني لنظام يمكن استخدامه في علم طيف الموجات الدقيقة . الجزيئات التي ستدرس تكون موجودة على هيئة غاز يملأ به جزء من مرشد موجي . تمر الإشعاعات (في منطقة الموجات الدقيقة) من خلال المرشد الموجي ، وتقاس الكمية النافذة بواسطة مكشاف ومقياس الكمية الخارجة . يمتص الغاز إشعاعات الموجات الميكرونية عند الترددات الرنينية للجزيء ، ويمكن تعيين مواقع الترددات الرنينية بقياس الامتصاص كدالة للتردد .

نقن بالتعبير « منطقة الموجات الدقيقة » منطقة الطول الموجي التي تمتد تقريباً بين 1mm و 1m .



شكل ٤١ ب. أطياف موجات دقيقة تحت قوة تحليل منخفضة ، وتحت قوة تحليل عالية ، مبينة للانتقال $J = 1$ إلى $J = 2$ في الجزيء ثلاثي الذرة $^{14}\text{N}^{12}\text{C}^{13}\text{C}$ كما نرى فإن هذا « الخط » من الانتقالات الموجية الدقيقة يعرض تركيباً دقيقاً : يتكون من عدة مكونات متقاربة الانفصال . تردد القمة الوسطى هو $23883.30 \text{ megacycles/sec}$ تبين المنحنيات المسننة ما يتم قياسه فعلياً : امتصاص قدرة اجلوجات الدقيقة كدالة للتردد .

يعطى الطيف السفلى صورة جيدة عن الدقة العالية التي يمكن التوصل إليها في علم أطياف الموجات الدقيقة . لاحظ أيضاً جودة توافق التوقعات النظرية مع كل شيء مقاس .

يظهر كذا الشكل على صفحة ١٧١ من

C. H. Townes and A. L. Schawlow *Microwave Spectroscopy* (M Graw-Hill Book Co., New York, 1955).

انظر أيضاً

C. H. Townes, A. N. Holden and F. R. Merrit, «Microwave Spectra of Some Linear XYW Molecules», *Physical Review* 74, 1113 (1948).

(الشكل بالإذن من Professor C. H. Townes, Berkely)

حد اهتزازي واحد دوراني . وفي حالة حدوث انتقالات بين مستويات الطاقة المختلفة والمتاحة يشع أو يمتص الجزيء فوتونات . في حالة انتقاله ضوئية تتغير الحالة الإلكترونية (التنظيم الإلكتروني) للجزيء . وبصفة عامة تتغير الحالتان الاهتزازية والدورانية أيضاً في نفس الوقت . وبذلك يكون عدد الترددات الانتقالية المتاحة كبيرة جداً . ويظهر في الطيف شرائط مكونة من خطوط متقاربة للغاية (انظر شكل (٦ ب) ، في الفصل الثالث ل ترى مثالا لذلك) .

من الممكن دراسة الأطياف الاهتزازية والدورانية على انفراد ، بمعنى ، دراسة الانتقالات التي لا تتغير فيها الحالة الإلكترونية للجزيء . بعد الحرب العالمية الثانية ظهرت طرق جديدة لمثل هذه الدراسة فأصبح علم طيف الموجات الميكرونية قائماً كفرع متمم لعلم الطيف الضوئي وهو الفرع الأقدم .

الأنظمة تشبيهة — الهيدروجين

٤٢ — لنأخذ في الاعتبار الآن مسألة ثلاثية الأبعاد ، بمعنى مسألة إيجاد مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين . حقيقة ، سوف لا تقوم بحل هذه المسألة في هذا المقرر ، لكن سوف يكون مفيداً تدارس بعض أوجهها .

دعنا نأخذ فعلاً في الاعتبار مسألة أكثر عمومية إلى حد ما . جسم ذو كتلة m وشحنة $-e$ ، يتحرك في جهد المجال الكهروستاتيكي الناتج عن نواة ذات شحنة $+eZ$. سوف نفترض بأن النواة لا تتحرك ، لكنها تبقى ثابتة عند المركز . حقيقة تبقى النواة ثابتة فقط إذا ما كانت غير متناهية الثقل . ومع ذلك ، إذا ما كانت النسبة M/m للكتلة النووية M إلى كتلة الإلكترون m كبيرة جداً ، فيمكننا ، في تقريب أولي ، بأن نعتبر النواة وكأنها غير متناهية في الثقل ، معادلة شرودينجر غير المرتبطة زمنياً بالنسبة لمسألتنا تكون إذن على الصورة

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \varphi(x) - \frac{e^2 Z}{x} \varphi(x) = E \varphi(x) \quad (٤٢ أ)$$

حيث $x = |x|$

٤٣ — دعنا ندخل المتغير المستقل الجديد y بواسطة العلاقة

$$x = \frac{\hbar}{m\alpha Z} y, \quad \text{where } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \quad (٤٣ أ)$$

ودعنا ندخل أيضاً « بارامتر طاقة » جديد λ بواسطة العلاقة

$$E = (\alpha Z)^2 m c^2 \lambda \quad (٤٣ ب)$$

كما ندخل أيضاً الدالة الموجية $f(y)$ والمعرفة بالعلاقة

$$\varphi(x) = f(y) \quad (٤٣ ج)$$

بإعادة كتابة المعادلة التفاضلية (٤٢ أ) بدلالة متغيراتها وبارامتراتنا الجديدة نحصل على

$$-\frac{1}{2} \nabla_y^2 f(y) - \frac{1}{y} f(y) = \lambda f(y) \quad (٤٣ د)$$

حيث تمثل Δ_y^2 معامل لابلاسي التفاضلي بالنسبة للمتغير y

المعادلة (٤٣ د) هي « الصورة اللابعدية » لمعادلة شرودينجر (٤٢ أ) . تكون لابعدية بمفهوم أن الثوابت الفيزيائية m, e, h, C و Z لا يظهروا فيها . إذا ما تمكنا من حل (٤٣ د) فسوف نتمكن من إعادة المتغيرات القديمة باستخدام المعادلات من (٤٣ أ) إلى (٤٣ ج) ومن الواضح أن المعادلتين (٤٣ د) و (٤٢ أ) متكافئتين تماماً .

٤٤ - نواجه إذن بالمسألة الرياضية الصرفة في حل المعادلة (٤٣ د) . سوف لا نحل هذه المسألة ولكن نمطي النتائج فقط ، وهي كما يلي * :

I - لمعادلة شرودينجر (٤٣ د) حلول مكاملة - التربيع فقط في حالة ما إذا كان البارامتر λ على الصورة

$$\lambda_n = -\frac{1}{2n^2} \quad (٤٤ أ)$$

حيث n هو أي عدد صحيح موجب . يسمى هذا العدد الصحيح بالعدد الكمي الأساسي للذرة شبيهة الهيدروجين .

(يجب ألا نخلط ذلك مع العدد الكمي n الذي أدخل في دراستنا المتذبذب الميكانيكي الكمي) .

II تبدأ المنطقة المتصلة عند $\lambda = 0$. يترتب على ذلك ، في ضوء (٤٣ ب) ، بأن تتأين الذرة عند طاقة أعلى من $E = 0$

III بالنسبة لقيمة معينة من n و $\lambda = \lambda_n$ يكون للمعادلة التفاضلية (٤٣ د) عدد n^2 من حلول غير مرتبطة خطياً . يمكن تصنيف تلك الحلول بالاستعانة بالعدد الكمي l الذي يصف خواص التماثل الفراغي للدوال الموجية . على سبيل المثال ، كل طحللول التي لها $l = 0$ تكون كروية التماثل . يتراوح العدد الكمي l ما بين القيمتين 0 و $(n - 1)$ وبالنسبة لكل زوج (n, l) يكون للمعادلة $(2l + 1)$ من حلول غير مرتبطة خطياً مناظرة لترتيبات مختلفة للذرة . يمكن أن يعطي العدد الكمي l التفسير الفيزيائي بأنه مقياس لكمية التحرك الزاوية للذرة ، وعلى ذلك فيسمى بالعدد الكمي لكمية التحرك المدارية*

* يتم تداول حل مسألة الهيدروجين بصورة طبيعية في كل كتاب متقدم أو متوسط من كتب ميكانيكا الكم . قدمت لأول مرة بواسطة شرودينجر في بحثه الأول عن الميكانيكا الموجية :

"Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen der Physik* 79, 361 (1926).

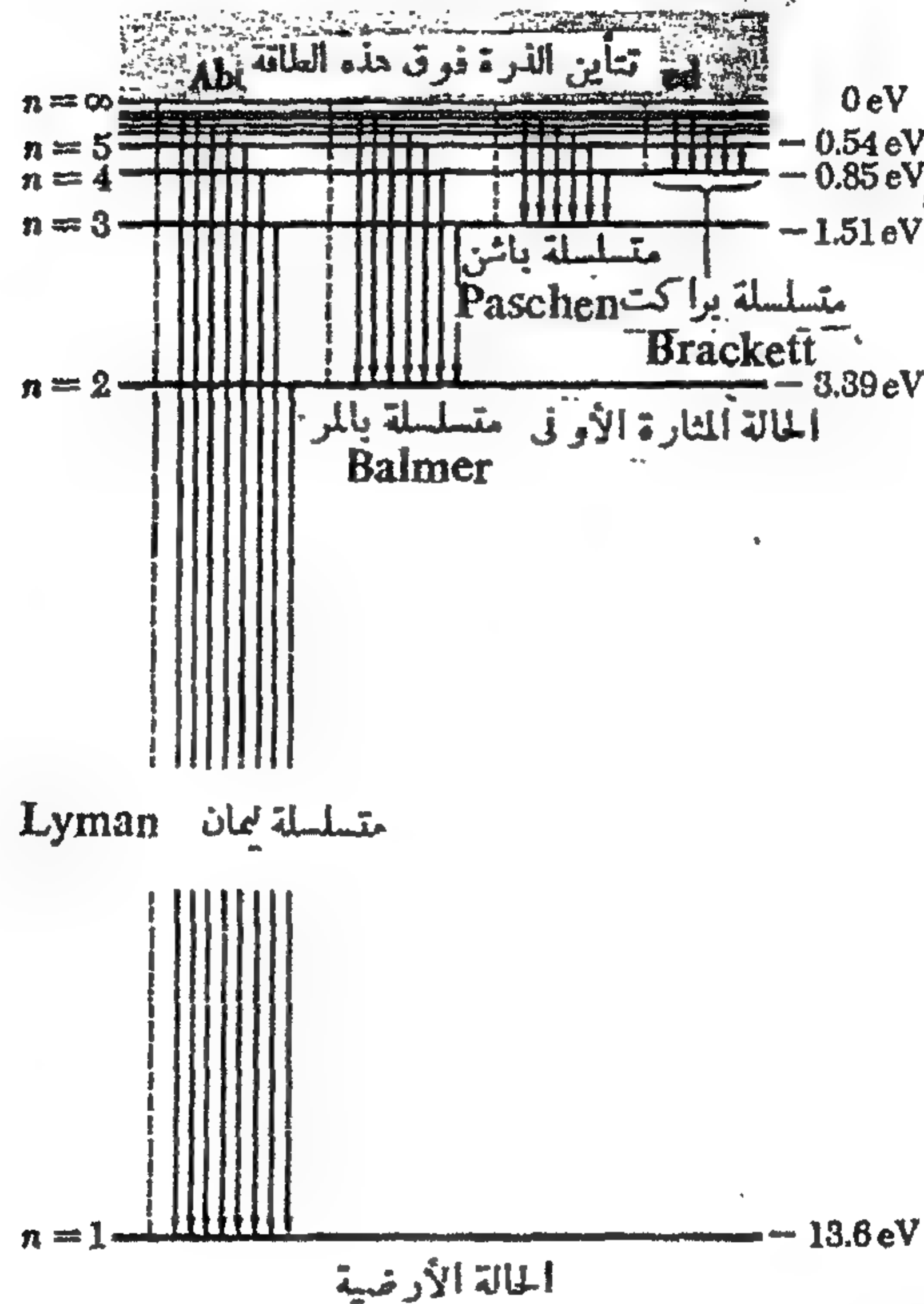
* قارن مع المناقشة في البنود ٣٠ - ٣١ و ٥٤ ، من الفصل الثالث .

٤٥ - في ضوء هذه الحقائق الرياضية يمكننا الاستخلاص بأن مستويات الطاقة المتاحة للذرة (في حالتها المتأينة) تعطى بواسطة العلاقة

$$E_n = -\frac{1}{2}(\alpha Z)^2 mc^2 \left(\frac{1}{n^2}\right) \quad (٤٥ أ)$$

لإشباع حب الاستطلاع عند القارئ نرغب في ذكر أحد الحلول الصريحة لمعادلة شرودينجر (٤٢ أ) ، بالتحديد الدالة الموجية للحالة الأرضية . في هذه الحالة يكون لدينا $n = 1$ ، ويترتب على ذلك بأن تكون $l = 0$ ، الأمر الذي يعنى بأن الدالة الموجية كروية التماثل . تعطى الدالة الموجية بصراحة بواسطة العلاقة

$$\varphi_{10}(x) = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a_0^3}} \exp\left(-\frac{xZ}{a_0}\right) \quad (٤٥ ب)$$



شكل ٤٥ أ تخطيط الحدود لذرة الهيدروجين . إلى تقريب جيد جداً

تعطى طاقة مستوى له عدد كمى أساسى n بواسطة العلاقة $E_n = -R_H/n^2$

حيث $R_H = (1 + m/M_p)^{-1} R_\infty = 13.5976 \text{ eV}$

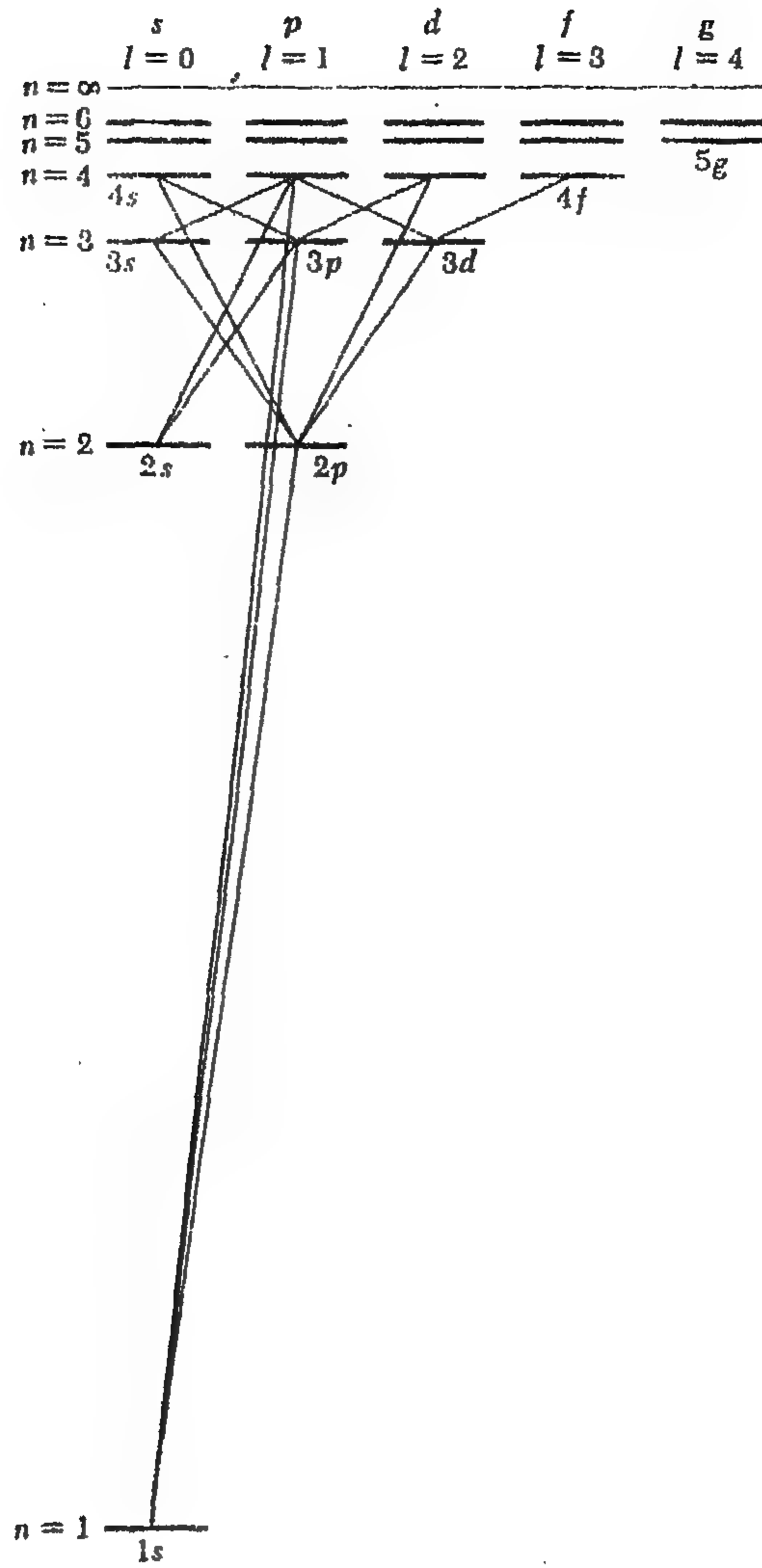
تمثل الخطوط الرأسية انتقالات كهربائية ثنائية القطب متاحة . قسمت

الانتقالات إلى أربع متسلسلات ، مسماة خلفاً لعلماء رواد في مجال علم الطيف .

تقع كل خطوط ليمان في المنطقة فوق البنفسجية . وتقع خطوط بالمر في

المنطقة المرئية . انظر شكل ١ ب ، فصل ٣ . من أجل شكل طيف

الهيدروجين المرئي ، ومن أجل أطوال موجات بعض خطوط بالمر .



شكل ٤٥ ب تخطيط الحدود لذرة شبيهة الهيدروجين . رقت المستويات في أعمدة تناظر القيم المختلفة من العدد الكمي لكمية التحرك الزاوية المدارية / يبين الشكل كل الانتقالات الكهربائية ثنائية القطب بين مستويات ذات عدد كمي أساسي أربعة أو أقل . يجب أن تتغير l في مثل هذه الانتقالات بمقدار وحدة واحدة . لاحظ بأن الحالة $2s$ لا يمكن أن تتحلل عن طريق انتقال كهربائي ثنائي القطب : المستوى يكون حالة شبه مستقرة .

يجب أن يقارن تخطيط الحدود بعاليه من تخطيطات الحدود للقلويات في الأشكال ٢٨ أ و ٣٢ أ ، بالفصل الثالث . توجد تماثلات كثيرة .

$$a_0 = \hbar/(mc\alpha) \quad \text{حيث}$$

قد يرغب القارئ في التحقق بنفسه من أن الدالة الموجية $\psi_{10}(x)$ تحقق المعادلة الموجية (٤٢ أ) ، وبأنها معايرة إلى الوحدة ، الأمر الذي يعنى بأن التكامل على كل الفراغ لمربع الدالة الموجية يساوى الوحدة .

٤٦ - تعتمد مناقشتنا إلى هذا الحد على الافتراض بأن النواة تبقى ساكنة عند المركز . يمكننا بسهولة تعميم مناقشتنا للوصول إلى الحالة التي تتحرك فيها النواة أيضاً . دع الكتلة النووية تساوى M ، وكتلة الإلكترون تساوى m . الكتلة المختزلة μ لنظام النواة - الإلكترون تعطى إذن بواسطة العلاقة

$$\mu = \frac{mM}{m+M} = m \left(1 + \frac{m}{M} \right)^{-1} \quad (٤٦ أ)$$

بما يتطابق مع مناقشتنا في البند (٣٦) .

مسألة دراسة حركة جسيمين في نظام مركز ثقلهما ، حيث يتحركان تحت تأثير قوة يحددها جهد يعتمد فقط على المسافة بين الجسيمين تكون مكافئة بالكامل لمسألة دراسة حركة جسيم (افتراضى) منفرد ، حاملاً الكتلة المختزلة للنظام . هذا الجسيم يتحرك في مجال جهد قوة ثابت . يمكن وصفه بواسطة الجهد الأصلي كدالة لبعده الانفصال بين الجسيمين . من أجل أخذ الحركة النووية في الاعتبار يجب إذن أن نستبدل الكتلة m في كل مكان في صيغتنا بواسطة الكتلة المختزلة μ . تعطى مستويات الطاقة للنظام بواسطة

$$E_n = -\frac{1}{2}(\alpha Z)^2 \mu c^2 \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad (٤٦ ب)$$

يمكننا أيضاً كتابة هذه العلاقة على الصورة

$$E_n = -\left(\frac{\mu}{m} \right) Z^2 R_\infty \left(\frac{1}{n^2} \right) \quad (٤٦ ج)$$

حيث R_∞ هو ثابت ريذبرج

$$R_\infty = \frac{1}{2}\alpha^2 mc^2 \cong 13.6 \text{ eV} \quad (٤٦ د)$$

يجب أن نلاحظ على الفور بأنه في حالة ذرة الهيدروجين (بالنسبة $m/M \cong 1/1836$) تكون الكتلة المختزلة قريبة جداً من كتلة الإلكترون ، يمكننا أن نلاحظ من المعادلة (٤٦ أ) بأن الفرق في هذه الحالة يكون تقريباً جزءاً من 2000 .

دعنا نذكر أيضاً بأن الكتلة المختزلة بالنسبة لذرة الديوتيريوم لا تكون مماثلة للكتلة المختزلة لذرة الهيدروجين ، ولهذا السبب يختلف طيف الديوتيريوم قليلاً عن طيف الهيدروجين . (انظر المسألة ٧ ، من الفصل ٢) . ويمكن مشاهدة الفرق طيفياً بسهولة .

٤٨ - تصنف صيغتنا (٤٦ ج) مستويات الطاقة « للأنظمة شبيهة - ايدروجين » بصفة عامة ، ونعنى بذلك أنظمة مترابطة مكونة من جسيمين بشحنتين متضادتين ، بشرط أن يكون الترابط بسبب

تجاذب كولوم بين الجسيمين فقط . يوضع $Z = 2$ في (٤٦ ج) نحصل على مستويات الطاقة للهليوم المفرد التأين ، ويوضع $Z = 3$ نحصل على مستويات الطاقة بالنسبة لذرة الليثيوم المزدوجة التأين . الكتلة المختزلة الصحيحة التي تكون مقاربة جداً لكتلة الإلكترون ، يمكن الحصول عليها من المعادلة (٤٦ أ) ، حيث ترمز M إلى كتلة نواة الهليوم ، أو نواة الليثيوم .

يطلق على الذرات التي يتم فيها استبدال إلكترون بواسطة ميون (ميزون - ميون) اسم الذرات الميونية . تتكون تلك الذرات عند ما يتم أسر ميون - سالب بواسطة مجال كولوم لنواة عند ما يبطئ الميون عند مروره خلال كتلة من المادة . دعنا نذكر أولاً بأن نصف قطر بوهر «لذرة» يتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة «الإلكترون» . هذا يعني بأن ذرة ميونية يجب أن تكون أصغر 200 مرة عن ذرة عادية ، وذلك لأن كتلة الميون حوالي 200 مرة من كتلة الإلكترون . افترض الآن بأنه يتم أسر الميون بواسطة ، مثلاً ، ذرة الألومنيوم . من خلال انبعاث إشعاعات كهرومغناطيسية يؤول النظام بسرعة إلى حالة يكون فيها الميون قريباً جداً إلى نواة الألومنيوم : بمعنى أن باقة الميون الموجية تكون أكثر تركيزاً جداً حول النواة بالمقارنة مع باقة الإلكترونات الموجية . يكون الميون مع نواة الألومنيوم إذن ذرة ميونية صغيرة بداخل «السحابة» الإلكترونية ، ومن الواضح أن هذه الذرة الميونية تكون نظاماً شبيهاً بالهيدروجين .

كون ذرات ميونية تتكون بالفعل بالطريقة التي تم وصفها قد تم إثباته عملياً عن طريق مشاهدة الإشعاعات الكهرومغناطيسية المنبعثة بواسطة تلك «الذرات» * تقع تلك الإشعاعات عادة في منطقة أشعة X ، ويمكن رؤية ذلك بتطبيق (٤٦ ب) : وتكون الكتلة المختزلة في هذه الحالة مقاربة لكتلة الميون .

أحد المناوين الفرعية في الفصل الخامس كان : « لا يوجد إلا ثابت بلانك واحد فقط » . فنقرر هنا بأن البرهان العمل للتوقعات النظرية بالنسبة لمستويات طاقة الذرات الميونية يعتبر برهاناً جيداً جداً لشمولية علاقة دي برولي .

٤٨ - دعنا نلخص دراستنا عن «الذرات» شبيهة الهيدروجين كما يلي . النظام يتكون من جسيمين ، أحدهما ذو شحنة $-e$ والآخر ذو شحنة $+eZ$ بنون الجوز لحل المفصل لمعادلة شرودينجر للجسيمين التي تصف النظام (والتي حتى لم نكتبها) ، يمكننا الاستخلاص بأن مستويات طاقاتها المتفرقة تعطى بواسطة العلاقة

$$E_n = (\alpha Z)^2 (\mu c^2) \lambda_n \quad (٤٨ أ)$$

حيث μ هي الكتلة المختزلة ، α هو ثابت التركيب الدقيق ، وحيث الأعداد غير البعدية λ_n هم القيم المميزة المعروفة بمعادلة شرودينجر غير البعدية للجسيم الواحد (٤٣ د) ، الحصول على الأعداد λ_n يعتبر مسألة رياضية خالصة والتي تم تركها لقرار لاحق ، وعلى الرغم من ذلك فلقد كشفنا عن أن تلك الأعداد تعطى حقيقة بواسطة العلاقة $\lambda_n = -1/(2n^2)$

* † V. L. Fitch and J. Rainwater, "Studies of X-rays from Mu-Mesonic Atoms," *The Physical Review* 92, 789 (1953).

بعبارة أخرى : إذا ما علمنا بطيف الهيدروجين فإننا نعلم أيضاً عن طيف الديوتيريوم ، الطيف المزدوج التآين لـ الليثيوم المزدوج التآين ، وهي كل الذرات الميونية التي يرتبط فيها ميون واحد بواسطة المجال الكهروستاتي لأى نواة ، هذا كذلك لأننا تمكنا من التوصل إلى كيفية وجوب اعتماد مستويات الطاقة على البارامترات الفيزيائية وثيقة الصلة بالموضوع مثل العدد الشحني Z ، وكتلي الجسيمين . توخضنا مناقشتنا قدرة الذرابة البسيطة للأبعاد :

موضوع متقدم متغيراً موضع المكان وكمية التحرك نظرية شرودينجر* :

٤٩ - دعنا الآن نحاول ، في نطاق نظرية شرودينجر البسيطة ، إيجاد الأشياء الرياضية التي تلعب في ميكانيكا الكم الدورى المتغيرين الكلاسيكيين 'موضع المكان وكمية التحرك' .

دع $\psi(x, t)$ تمثل دالة شرودينجر الموجية ، والتي تكون معايرة إلى الوحدة ، في الجزئين الحال والتالى سوف نتدارس الدالة الموجية عند زمن ثابت t وعلى ذلك فيمكننا إبطال المتغير الزمنى ، وكتابة $\psi(x)$ للاختصار .

بما أن $|\psi(x)|^2$ تمثل كثافة الاحتمال والتي تعرف توزيع احتمال بالنسبة للمشاهد الفيزيائى x ، فيجب إذن أن يعطى متوسط x بواسطة

$$Av(x) = \bar{x} = \langle \psi | x | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx x |\psi(x)|^2 \quad (٤٩ أ)$$

$$Av(x^2) = \langle \psi | x^2 | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx x^2 |\psi(x)|^2 \quad (٤٩ ب)$$

نظام الرموز $\langle \psi | x | \psi \rangle$ ، والذي يقرأ « القيمة المتوقعة للمتغير x بالنسبة للحالة ψ » ، يستخدم بصورة كثيرة فى ميكانيكا الكم .

الآن ، إذا ما رمزنا x إلى متوسط x فنعرف عدم التيقن فى x ، أى جذر متوسط مربعات سيود x بواسطة العلاقة

$$\Delta x = \sqrt{Av((x - \bar{x})^2)} \quad (٤٩ ج)$$

أو

$$(\Delta x)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} dx (x - \bar{x})^2 |\psi(x)|^2 = Av(x^2) - 2\bar{x} Av(x) + \bar{x}^2 \quad (٤٩ د)$$

ويترتب على ذلك أن

$$(\Delta x)^2 = Av((x - \bar{x})^2) = Av(x^2) - [Av(x)]^2 \quad (٤٩ هـ)$$

* يمكن حذفه فى القراءة الأولى .

نلاحظ بأنه كلما ازداد تركيز الدالة الموجية $\psi(x)$ حلول موضع المكان المتوسط x ، كما قلت Δx .
حالة يكون فيها موضع المكان معلوماً بالضبط ، بمعنى أن $\Delta x = 0$ بالنسبة لها لا يمكن تجسيدها
فيزيائياً .

يحسب متوسط أى دالة للمتغير x على نمط الصيغتين (٤٩ أ) و (٤٩ ب) اللتين تعطيان متوسطى
 x و x^2 . على وجه الخصوص يكون متوسط طاقة الجهد

$$Av(E_{pot}) = Av(V(x)) = \langle \psi | V(x) | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx V(x) |\psi(x)|^2 \quad (٤٩ و)$$

٥٠ - دعنا نفكر بحذر عن المعنى الحقيقى لما بعاليه . يجبرنا التفسير الاحتمالى لدالة شرودينجر
على تعريف متوسط متغير موضع المكان x كما فى معادلة (٤٩ أ) . يسمح لنا إذن التكامل فى الطرف
الأيمن من هذه المعادلة بإيجاد القيمة العددية لمتوسط متغير موضع المكان الميكانيكى الكمى x ، إذا ما أعطينا
الدالة الموجية التى تصف أى حالة خاصة للجسيم . لكن ما هى القيمة العددية « للمتغير الميكانيكى الكمى x
نفسه » ؟ الإجابة هى أن أى متغير ميكانيكى كمى لا يكون له قيمة عددية : تعرف فقط بدلالة طريقة
يتم بواسطتها حساب متوسطها بالنسبة لأى دالة موجية معطاة .

متغير موضع المكان x هو على وجه الخصوص متغير سهل فى نظرية شرودينجر ، وبالنسبة لهذا
المتغير فإن المفزى الكامل للمبدأ الأساسى بأن المتغيرات الميكانيكية الكمية تعرف من خلال متوسطاتهم
(بالنسبة لكل الحالات) لا يكون واضحاً بصورة فورية . الرمز x يوجد أيضاً لمتغير مستقل فى
الدالة الموجية ، وعلى ذلك فن المحتمل ألا يؤثر فينا التعريف (٤٩ أ) بكونه متعمقاً على وجه الخصوص
لكن نخذ فى الاعتبار متغير كمية التحرك الميكانيكى الكمى (والذى س نرمز له بالرمز p) الرمز p ليس
له وجود فى الدالة الموجية ، وفى ضوء هذا فن المحتمل أن نتساءل للوهلة الأولى عما إذا كان متغير كمية التحرك
موحوداً بالمره . لوضع حد لهذا التساؤل فسوف نعرف متغير كمية التحرك الميكانيكى الكمى من خلال
وصفة محددة بحيث يمكن حساب متوسط p بالنسبة لأى حالة معطاة . المشكلة الحقيقية هى إذن ما إذا
كان يمكننا تعريف متوسط كمية التحرك بطريقة معقولة فيزيائياً .

٥١ - لتوجيه أنفسنا نأخذ فى الاعتبار أولاً دالة موجية ، معايرة إلى الوحدة ، والتى تكون على
مدى فترة كبيرة جداً على الشكل $\psi(x) = C \exp(ixp/h)$ خارج هذه الفترة تتجه الدالة الموجية
إلى الصفر . بالنسبة لموجة كهذه يجب أن يكون متوسط كمية التحرك قريباً جداً من \bar{p} ، ويمكننا كتابة
 $\psi(x) = C \exp(ix\bar{p}/h)$ فى الفترة المذكورة بعاليه يكون لدينا

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi(x) = \bar{p}' \psi(x) \quad (٥١ أ)$$

وبما أن الدالة الموجية معايرة إلى الوحدة ، نحصل على

$$\bar{p}' \cong \int_{-\infty}^{\infty} dx \psi^*(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x) \quad (٥١ ب)$$

لقد افترضنا هنا أن غالبية الإسهام في التكامل يأتي من المنطقة التي تتحقق فيها (٥١ أ) . بالنسبة لدالة موجية من النوع الخاص المأخوذ في الاعتبار يمكننا إذن الحصول على متوسط كمية التحرك بتقييم التكامل (٥١ ب) . سوف نفترض الآن بأن هذا التكامل يعطى متوسط كمية التحرك بالضبط ، بالنسبة لكل الدوال الموجية (المعايير) . وعلى ذلك نفترض أن

$$Av(p) = \langle \psi | p | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx \psi^*(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x) \quad (٥١ ج)$$

وذلك بالنسبة لكل دالة موجية معايرة $\psi(x)$ هذا يعنى بأن متغير كمية التحرك يمثل في نظرية شرودينجر بواسطة عامل تفاضلى يؤثر على الدالة الموجية الموجودة على يمينه في التكامل بالمعادلة (٥١ ج) بعبارة أخرى :

$$p = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (٥١ د)$$

٥٢ - يمثل إذن مربع متغير كمية التحرك بواسطة العامل التفاضلى

$$p^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (٥٢ أ)$$

ويعطى متوسط مربع كمية التحرك بواسطة

$$Av(p^2) = \langle \psi | p^2 | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx \psi^*(x) \left(-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \psi(x) \quad (٥٢ ب)$$

بتأمل تام مع الصيغتين (٤٩ ج) و (٤٩ د) نعرف عدم التيقن Δp في المتغير p ، بواسطة المعادلتين

$$\Delta p = \sqrt{Av \left((p - \bar{p})^2 \right)} \quad (٥٢ ج)$$

$$(\Delta p)^2 = Av \left((p - \bar{p})^2 \right) = Av(p^2) - [Av(p)]^2 \quad (٥٢ د)$$

حيث $\bar{p} = Av(p)$

لاحظ بأن نفس الدراسة التي أدت بنا إلى تعريف متوسط كمية التحرك كما في المعادلة (٥١ ج) تنطبق على تعريف متوسط p^2 ، كما في المعادلة (٥٢ ب) .

٥٣ - إذا ما نظرنا الآن إلى التعبيرات (٤٩ أ) ، (٤٩ ب) ، (٤٩ و) ، (٤٩ ج) و (٤٩ د) فإننا نكتشف عنصراً مشتركاً بينها : القيمة المتوسطة لمتغير ميكانيكى Q يعطى بواسطة تعبير على الصورة

$$Av(Q) = \langle \psi | Q | \psi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx \psi^*(x) Q \psi(x) \quad (٥٣ أ)$$

حيث Q إما أن يكون عاملاً تفاضلياً يؤثر على الدالة الموجية الموجودة في يمينه ، أو يكون فقط عبارة عن x ، أو x^2 أو دالة أخرى في المتغير x . هذا هو في الحقيقة المخطط العام الذي تعرف في إطاره المتغيرات الميكانيكية الكمية (في نظرية شرودينجر) : يعطى متوسط المتغير Q بواسطة تعبير مماثل للطرف الأيمن من المعادلة (٥٣ أ) حيث \bar{Q} عامل خطي مناسب مؤثر على الدالة الموجية الموجودة على يمينه . (بالنسبة لمتغير موضع المكان يكون العامل الخطي ببساطة عبارة عن « عملية ضرب في x » بالإضافة إلى ذلك : نحصل على متوسط Q^2 بإحلال Q^2 محل Q في التكامل ، حيث $Q^2\psi(x)$ هو ما نحصل عليه إذا ما جعلنا Q يؤثر مرتين على $\psi(x)$.

٥٤ - نوضح تلك الأفكار من خلال أمثلة أخرى . دع كتلة الجسم تساوي m توصف طاقة حركة الجسم E_{kin} إذن بواسطة العامل التفاضلي

$$E_{kin} = \frac{p^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (٥٤ أ)$$

توصف الطاقة الكلية للجسم بواسطة العامل H ، وهو عبارة عن حاصل جمع العاملين اللذين يصفان طاقتي الحركة والوضع للجسم . في نظريتي شرودينجر يكون إذن عامل الطاقة H عبارة عن العامل التفاضلي :

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \quad (٥٤ ب)$$

في تطابق مع مناقشتنا في البند ١٠ من هذا الفصل .

٥٥ - يجب أن يلاحظ القارئ بأننا حتى البند ٥١ لم تكن واضحاً فيما نعلمي بكيفية التحرك في نظرية شرودينجر . طالما نتعامل مع دالة موجية من الشكل $\exp(ipx/\hbar)$ يكون واضحاً أن p الموجودة في الأس عبارة عن كمية التحرك . ومع ذلك ، فيجب علينا تعريف كمية التحرك بصفة عامة . بالنسبة لكل دوال شرودينجر (المعايير) . وهذا ما قننا به بالضبط من خلال العلاقتين (٥١ ج) و (٥١ د) .

من المحتمل أن نتساءل عما إذا كان من الممكن تعريف كمية التحرك بطريقة مختلفة . يوضع الفحص الدقيق لهذه النقطة بأن تعريفنا فريد أساساً بمعنى أنه قد استوجب علينا ذلك بواسطة المتطلب بأن يكون لمتغير كمية التحرك المختار مفهوم فيزيائي معقول بما يتشبه مع مفهومنا عن كمية التحرك في الفيزياء الكلاسيكية .

٥٦ - يمكن تدعيم الاقتناع بالتعريف (٥١ ج) عن متوسط كمية التحرك تدعياً فائقاً بواسطة النظرية التالية عن ب . اهرنفست (P. Ehrenfest) ، والتي سوف نسردها هنا ، ولكن بدون برهان : *

* P. Ehrenfest, "Bemerkung über die angenäherte Gültigkeit der klassischen Mechanik innerhalb der Quantenmechanik," Zeitschrift für Physik 45, 455 (1927).

تحقق متوسطات المتغيرات الميكانيكية الكمية نفس معادلات الحركة مثل المتغيرات الكلاسيكية المناظرة في الوصف الكلاسيكي المناظر . على وجه الخصوص تنطق هذه النظرية بالتالي :

$$\frac{d}{dt} \Delta v(x) = \frac{1}{m} \Delta v(p) \quad (٥٦ أ)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta v(p) = -\Delta v\left(\frac{dV(x)}{dx}\right) \quad (٥٦ ب)$$

بشرط أن تحقق دالة سرت دينجر الموجية $\psi(x, y, t)$ ، والتي يحسب بالنسبة لها المتوسطات بعاليه ، ، معادلة شرودينجر الموجية

$$H\psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} \quad (٥٦ ج)$$

حيث H هو العامل التفاضل المعطى بواسطة المعادلة (٥٤ ب) .

تعتمد دالة شرودينجر الموجية $\psi(x, t)$ على الزمن t ، وهذا الاعتماد الزمني يعبر عنه بواسطة معادلة شرودينجر (٥٦ ج) . يترتب على ذلك أن متوسطى x و p سوف يعتمدان أيضاً على الزمن ، ومن الممكن أن نبين وجوب تحقق المعادلتين (٥٦ أ) و (٥٦ ب) . البرهان ليس صعباً بصفة خاصة . نجري التفاضل بالنسبة للزمن داخل التكامل الذى يعرف المتوسط تحت التساؤل . نتخلص بعد ذلك من التفاضلين بالنسبة للزمن لـ ψ و ψ^* باستخدام معادلة شرودينجر (٥٦ ج) وصورتيها المرافقة المركبة . بإعادة ترتيب الحدود من خلال التكامل بالتجزئ نحصل على النتائج المذكورة في المعادلتين (٥٦ أ) و (٥٦ ب) . من المحتمل أن يرغب القارئ المهتم عند هذه النقطة في القيام بهذه العملية بالتفصيل : سوف لا نعطي براهين مفصلة لأنها رتيبة إلى حد ما ** .

٥٧ - النظرية التي سردناها في التو ، والتي يمكن تعميمها بدون صعوبة إلى الحالة الثلاثية الأبعاد ، هي ذات أهمية قصوى بالنسبة لاستيعابنا لمفهوم ميكانيكا الكم . تشرح هذه النظرية سبب إمكانية اعتبار الميكانيكا الكلاسيكية كحالة حدية لميكانيكا الكم كلما أصبح بالإمكانية إهمال عدم اليقين في المتغيرات ، بمعنى الانتشار الإحصائي الخطى بالنسبة لميكانيكا الكم في المتغيرات . نرغب بالطبع في وجود هذا النوع من التناظر بين الميكانيكا الكلاسيكية والميكانيكا الكمية . والحقيقة بأن نظرية اهرفنست يمكن برهنتها بالنسبة لمتغير كمية التحرك الذى اخترناه يدل بشدة على أن اختيارنا هذا هو ولاختيار الصحيح .

أن الميكانيكا الكلاسيكية يجب أن تنشأ كحالة نهائية لميكانيكا الكم وهذا هو جوهر ما يسمى بمبدأ التناظر لبوهر . وهذا مبدأ هام لأنه إذا ما كانت ميكانيكا الكم تقدم وصفاً شاملاً فيجب أن تكون

E. Merzbacher, *Quantum Mechanics* (John Wiley

•• سوف يجد القارئ براهين في

and Sons, New York, 1961), p. 41, and L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, 3rd ed. (McGraw-Hill Book Co., New York, 1968), p. 28.

قادرة على تفسير كل الظواهر الفيزيائية . متضمنة كل الظواهر التي يمكن وصفها أيضاً كلاسيكياً . ومن الناحية التاريخية اتخذ مبدأ التناظر كرشد في التطور الأول لميكانيكا الكم ، ويمكننا القول بأنه يضع قيداً على النظريات الجديدة الممكنة ، ولكن يجب ألا نفكر بأن هذا المبدأ يحدد تلك النظريات . ولا يمكن أن تكون هناك قواعد « للتكميم » ، بمعنى أنه لا يمكن أن تكون هناك توجيه للكيفية التي تنتقل بها من الوصف الكلاسيكي إلى وصف ميكانيكي كمي . وليس من المعقول القول : « من أجل الحصول على المعادلات (الميكانيكية الكمية) الصحيحة فن الضروري أولاً أن نقرر المعادلات (الكلاسيكية) الخاطئة » ، وبعد ذلك نمر من المعادلات الخاطئة إلى المعادلات الصحيحة بعملية صحرية معينة . « بالأحرى يتم التوصل إلى المعادلات الفيزيائية الصحيحة عن طريق تخمين ذكي . مسترشدين بحقائق عملية معلومة ، وتوضع تلك التخمينات بعد ذلك تحت اختبارات عملية أخرى .

٥٨ - بالنسبة لأي متغير ميكانيكي كمي Q يمكن استخدام الكمية

$$\Delta Q = \sqrt{Av(Q^2) - [Av(Q)]^2} \quad (١٥٨)$$

محسوبة بالنسبة لدالة موجية معينة . كقياس للدقة المعروف بها المتغير Q بالنسبة للحالة الموصوفة بهذه الدالة الموجية . يكون للمتغير Q قيمة محددة في حالة معينة إذا وفقط إذا ما كانت $\Delta Q = 0$ بالنسبة لهذه الحالة . كثال لهذه الفكرة يمكننا ذكر أن متغير الطاقة H يكون معلوماً بالتحديد لكل حالة مستقرة : وتكون له القيمة E ، حيث E هي طاقة الحالة . بالنسبة لحالة غير مستقرة تكون $\Delta H > 0$

بصفة عامة تعتبر علاقة عدم التيقن قيداً على الدقة التي يمكن بها معرفة متغيرين مختلفين تزامنياً : تأخذ صورة متباينة تشمل ΔQ و $\Delta Q''$ بالنسبة للمتغيرين Q و Q'' . لدينا الآن تعريف دقيق لـ Δx ، كما هو معطى بواسطة المعادلة (٥٩ هـ) ، وأيضاً تعريف دقيق لـ Δp ، كما تعطيه المعادلة (٥٢ د) . يمكننا ، بدون عناء كثير ، إثبات علاقة عدم التيقن الدقيقة .

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (٥٨ ب)$$

بمعنى ، إثبات أن المتباينة (٥٨ ب) تتحقق بالنسبة لكل الدوال الموجية ، وأنه بالإضافة إلى ذلك يوجد بنفس الدوال الموجية تتحقق بالنسبة لها (٥٨ ب) وإذن كنتساوية . سوف لا نقوم بهذه المهمة هنا وذلك لأننا لدينا بالفعل مفهوم كافي جيد عن السبب في وجوب تحقق علاقة مثل (٥٨ ب) ، وهذا يعتبر كافياً بالنسبة لهذا المقرر .

مراجع لدراسة إضافية

(١) لمعالجة إضافية لبعض المسائل البسيطة في نظرية شرودينجر . نشير إلى القارئ على الكتب المذكورة في نهاية الفصل السابع (الفقرة الثانية) .

(٢) مقدمة يمكن قراءتها عن التركيب الجزيئي وطايف الجزيئية تكون كتاب

2) G. M. Barrow : *The Structure of Molecules* (W. A. Benjamin, Inc., New York 1963).

المعالجة أولية ، واستمدادنا يكنى لقراءة هذا الكتاب كذيل .

(٣) كتاب

3) F. O. Rice and E. Teller : *The Structure of Matter* (Science Editions, Inc., 1961).

مخصص كما يدل اسمه لمناقشة عامة عن تركيب المادة (من وجهة نظر أفكار ميكانيكية كمية) المناقشة أولية ، ويمكن قراءة هذا الكتاب بسهولة باستمدادتنا . قد يريد القارئ تكملة دراستنا بقراءة بعض الأجزاء المختارة من هذا الكتاب .

مسائل :

١ - (أ) خذ في الاعتبار المسألة المحدد فيها جسيم لبئر جهد ذات حائطين غير متناهيين في الارتفاع ، كما هو مبين في شكل (٤ أ) . دعنا ندرس الدالة الموجية المغطاة بالعلاقة (٦ ب) . بالنسبة لـ $n = 17$ و $n'' = 18$ ارسم كثافة الاحتمال ، المغطاة بواسطة المعادلة (٦ ج) ، بالنسبة للأزمة الآتية $t_0 = 4ma^2 / 35\pi\hbar$ حيث $t = t_0$ و $t = 3t_0/4$ ، $t = t_0/2$ ، $t = t_0/4$ ، $t = t_0$ سوف نقترح عليك تلك الرسوم بأن الحركة دورية للجسيم جيئة وذهابا بين الحائطين . الزمن الدوري لهذه الحركة هو t_0

(ب) خذ في الاعتبار حركة جسيم كلاسيكي ذي كتلة m وطاقة $E_c = \frac{1}{2} (E_{17} + E_{18})$ في نفس بئر الجهد ، وقارن الزمن الدوري لهذه الحركة مع t_0 التي حصلنا عليها بعاليه .

(ج) الباقة الموجية في الجزء (أ) من هذه المسألة ليست بصفة خاصة محددة جيدا في الحقيقة فإنها متشعبة على مدى حوالى نصف حجم البئر . لإنتاج باقة موجية جادة التجديد والتي تماثل الجسيم النقطي الكلاسيكي أكثر ، فإننا نحتاج إلى تراكم عدد كبير من الدوال المميزة . إذا ما كان موضع المكان ليصبح جيد التحديد ، فإن كمية التحرك ، وبناء على ذلك الطاقة ، سيكون رديء التحديد . لاحظ الآن بأن خاتمة المستوى رقم n تتناسب مع n^2 ، على حين أن الفاصل بين مستويين متتاليين يتناسب تقريبا مع n بالنسبة لباقة موجية ذات متوسط طاقة مرتفع يكون في الإمكان إذن أن نحصل على تراكم من عدد كبير من الدوال المميزة بحيث يكون موضع المكان المغطى للجسيم جيد التحديد إلى درجة مقبولة ، وحيث يكون الانتشار الجزئي في الطاقة صغيراً أيضا . نتقابل هنا مع مثال آخر للبروز إلى اسم الكلاسيكي . يمكن لباقة موجية في بئر جهد أن تبذل سلوك جسيم كلاسيكي بشرط أن يكون متوسط طاقتها مرتفع بالمقارنة مع طاقة الحالة الأرضية .

لا يمكننا هنا دراسة المرور إلى الحد الكلاسيكي بتفصيل كامل ، لكن دعنا ندرس فقط سمة واحدة من المشكلة . دع $n' = n$ و $n'' = n' + 1$ أوجد الزمن الدوري لحركة الباقة الممثلة بالتراكم (٦ ب) وقارن هذا الزمن الدوري مع الزمن الدوري لجسيم كلاسيكي يتحرك بطاقة E بحيث أن $E_{n+1} \geq E \geq E_n$ على وجه الخصوص ، ادرس الحالة الحدية عندما $n \rightarrow \infty$.

٢ - من أجل الجدل يقوم المؤلف بالإعلان التالي (ملهما ببعض محاولات « شرح ميكانيكا الكم في بعض الكتابات العامة) . كثافة الاحتمال $P(x) = |\psi(x, t)|^2$ بالنسبة لحالة مستقرة ممثلة بالدالة الموجية $\psi(x, t)$ يمكن فهمها على أنها تمثل المتوسط الزمني لكثافة الاحتمال لجسيم يتحرك كلاسيكياً في الجهد ، بنفس طاقة الحالة المستقرة . بعبارة أخرى : يتحرك الجسيم كلاسيكياً ، لكن إذا ما أخذنا متوسط هذه الحركة بالنسبة للزمن الذي يكون طويلاً بالمقارنة بالزمن الدوري الطبيعي للحركة ، فإننا نصل إلى كثافة الاحتمال $P(x)$ بالنسبة لجسيم يتحرك في الأبعاد الثلاثة ، مثلاً إلكترون في ذرة الهيدروجين فيمكننا إعطاء تفسير مماثل للتربيع المطلق للدالة الموجية الممثلة للحالة المستقرة . ويتحرك الجسيم كلاسيكياً ، لكن أدوات القياسية بدائية جداً لتتبع تفاصيل الحركة ، وبناء على ذلك فإننا نشاهد بدلاً من ذلك توزيعاً احتمالياً للإلكترون في الذرة . ويمكن تفهم ذلك على أنه ناشئ من أخذ متوسط الحركة الكلاسيكية على مدى طويل من الزمن .

سوف يلاحظ القارئ بأن هذا التصريح ، مفسر بطريقة حرفية ، يمكن رفضه في الحال . وعلى ذلك فإن المؤلف يتراجع قليلاً . وبدلاً من ذلك فإنه يصرح بأنه على حين أن هذا التفسير لتربيع الدالة الموجية ليس صحيحاً بالضبط ، لكنه مع ذلك طريقة مفيدة جداً للتفكير في الحركة الميكانيكية الكمية للجسيم : بصيرة حقيقية لما يدور ، بشرط فهمه بمفهوم تقريبي .

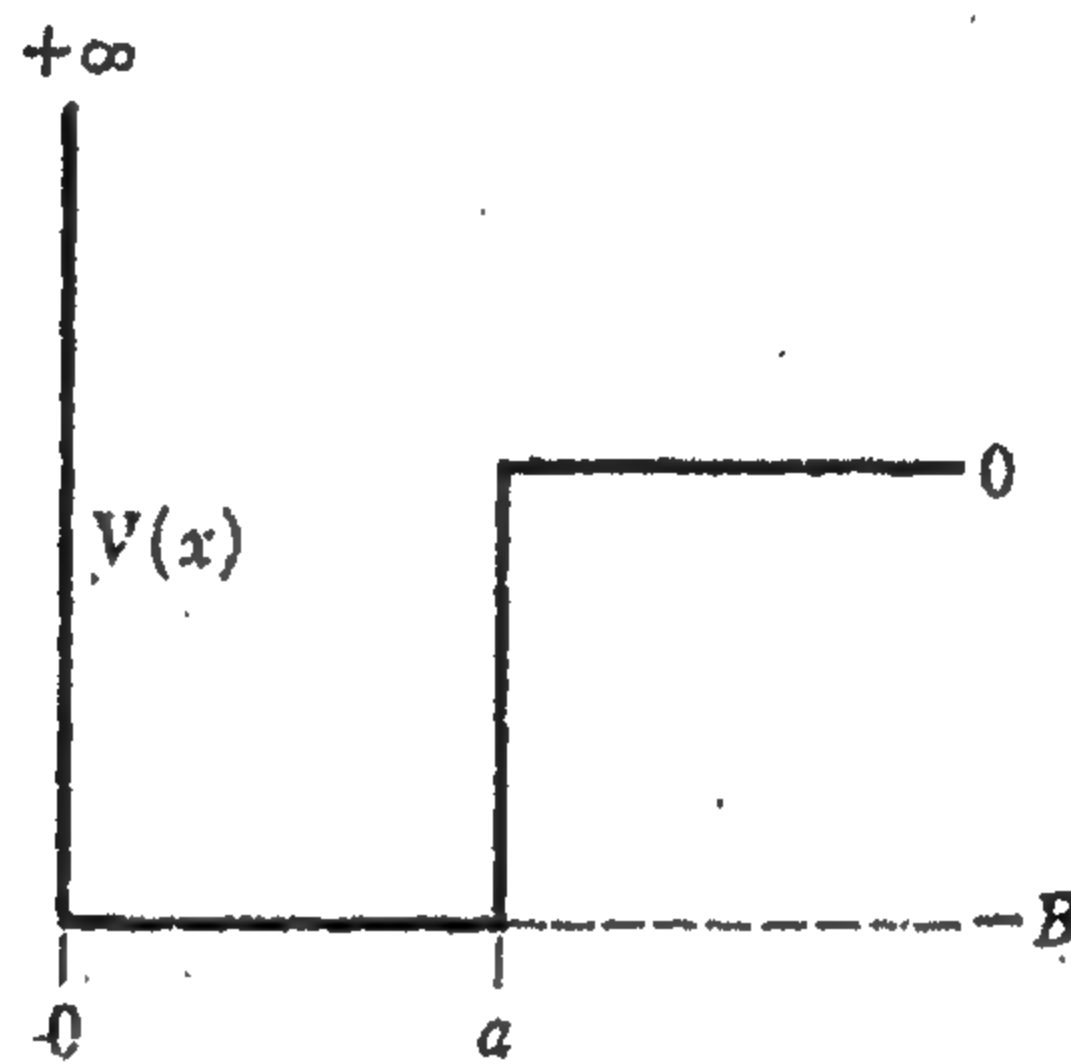
إنها مهمة القارئ في أن يرفض تماماً تلك الأفكار - كلا من التصريح الأول السطحي والتصريح الثاني المعدل . للقيام بذلك يجب على القارئ أن يأخذ في الاعتبار المناقشة التي في بداية هذا الفصل ، وبالإضافة إلى ذلك ، مناقشتنا عن « تجارب الفتحة الضوئية المزدوجة » في الفصلين الرابع والخامس .

٣ - يتراوح التكامل في المعادلة (٢٢ أ) من $-a$ إلى $+a$ افترض بأننا نكامل بدلاً من ذلك من $-\infty$ إلى $+\infty$. كيف يعتمد هذا التكامل على الزمن t ، وما قيمته عند $t = 0$ ؟

٤ - يجب أن نقنع أنفسنا بأنه ليس من الضرورة أن يؤدي جهد التجاذب إلى حالات مرتبطة . للقيام بذلك نأخذ في الاعتبار المثال المحدد والمبين في الشكل المصاحب للمسألة رقم ٥ . دع B يمثل عمق البئر ، ودع عرضه يساوي a ، ودع m تمثل كتلة الجسيم . بين بأنه إذا ما كان المقدار $G = a^2 Bm/\hbar^2$ أصغر من رقم معين G_0 ، فسوف لا تكون هناك إذن حالات مرتبطة ، على حين تكون هناك على الأقل حالة مرتبطة واحدة عندما تكون $G > G_0$. أوجد الثابت G_0 لاحظ بأن هذه الاعتبارات تنطبق فقط على بئر يكون فيه جائط واحد غير متناه الارتفاع . بالنسبة لبئر كالمبين في شكل ٢٩ أ ، سوف تتواجد على الأقل حالة مرتبطة واحدة مهما كانت ضحلة البئر .

مسترشداً بهذا المثال ، قدم مجادلات عن السبب في أن كل من الحالات الآتية تكون مهيأة لتواجد حالات مرتبطة : (أ) كتلة m كبيرة . (ب) بئر عميقة (ج) بئر عريضة . وضح مجادلاتك ، التي يجب أن تعطى بالإشارة إلى جهد أكثر عمومية عن ذلك المبين في شكل ١٩ أ ، بواسطة منحنيات مناسبة الرسم .

على أساس هذا المثال ، يمكننا فهم سبب عدم تكوين ذرتين دائماً بجزئ مستقر ، على الرغم من الحقيقة بأن القوى بين الذرات من الممكن أن تكون قوى تجاذب عند فواصل معينة بين الذرات . (إذا ما كانت القوة قوة تنافر في كل مكان ، كما هو الحال في بعض الأحيان ، فن الطبيعي ألا يكون هناك أى حالات مقيدة) . من الممكن اعتبار الجهد المبين في الشكل المصاحب لهذه المسألة كثنائية للجهد الجزئي الأكثر واقعية والمبين في شكل ٣٠ أ .



يشير هذا الشكل إلى المسألتين ٤ ، ٥ ، يمثل المنحنى المستمر في المسألة رقم ٥ ، طاقة الوضع لنظام النيوترون - بروتون تبعاً لنموذج مبالغ في تبسيطه ، وعلى الرغم من ذلك ، فإنه مفيد في فهم بعض خواص الديوترون وبعض سمات استطارة النيوترون والبروتون عند الطاقات المنخفضة . يمثل المحور السيني الانفصال بين النيوترون والبروتون .

٥ - كنموذج بسيط أحادي البعد للديوترون (الذي هو حالة مرتبط لنيوترون وبروتون) دعنا نفترض بأن جهد النيوترون - بروتون يكون كما هو مبين في الشكل المصاحب ، حيث $a = 1.85 \times 10^{-13} \text{cm}$ و $B = 41.6 \text{ MeV}$ أوجد طاقة الترابط للديوترون في هذا النموذج ، وقارنها مع القيمة العملية 2.21 MeV بالطبع فإن التطابق الجيد بين القيمتين لا يعتبر انتصاراً للنظرية وذلك لأن طاقة الترابط المقاسة قد تم استخدامها ، مع نتائج مقاسة أخرى ، في إيجاد قيم معقولة لـ B و a . الجهد الذي نحن بضده ليس واقعياً ، على الرغم من إعطائه لنا بصحة لبعض سمات التفاعل التبادلي للنيوترون والبروتون . مشكلة إيجاد شكل الجهد المؤثر عن طريق « المبادئ الأولية » لم تحل . لاحظ : الكتلة m هي الكتلة المختزلة لنظام البروتون - نيوترون .

٦ - نجد في الطيف الاهتزازي لكلوريد الهيدروجين HCL أن خطوط الطيف هي في الحقيقة عبارة عن خطوط مزدوجة متقاربة الانفصال . العضو ذو الطول الموجي القصير لهذه الخطوط المزدوجة له شدة حوالى ثلاثة أضعاف شدة العضو ذو الطول الموجي الكبير . بالنسبة للخطوط الموجودة في مجاورة حوالى 5600 cm^{-1} (أعداد موجية) يقاس الانفصال بين المركبتين ليكون حوالى 4 cm^{-1} أعط شرحاً لهذه الظاهرة ، واستنبط الانفصال بين المركبتين نظرياً . اشرح أيضاً الشدتين النسبيتين لعضوى الخطوط المزدوجة .

٧ - في دراسة الترددات المصاحبة للانتقالات الدورانية في جزيء يود - كلور ، تم قياس الترددات الآتية (بالميجاسيكل لكل ثانية)

ICI^{35}	6980 mc	27,336 mc
ICI^{37}	6684 mc	26,181 mc

يشير الصف العلوى إلى الجزيء المحتوى على النظير Cl^{35} ، على حين يشير الصف السفلى إلى الجزيء الذى يحتوى على النظير Cl^{37} نواة اليود هي النظير I^{127} في كلا الجزيئين .

(أ) هل في إمكانك شرح الترددات في الصف السفلى ، إذا ما أعطيت الترددات في الصف العلوى ؟

(ب) إذا ما حضرت العينة المستخدمة في القياسات باستخدام الكلور الموجود طبيعياً ، فبالطبع سوف نشاهد الترددات الأربعة . هل في إمكانك توقع النسبة بين شدى الخطين في الصف العلوى إلى شدى الخطين المناظرة في الصف السفلى ؟

(ج) خذ في الاعتبار التأثير النظرى بصفة عامة بالنسبة للمستويات الدورانية لجزيء ثنائى الذرات دع ω تمثل تردد انتقال دورانى لجزيء تكون فيه الكتلتان النوويتان M_1 و M_2 ، ودع ω' تمثل التردد المناظر بالنسبة لجزيء مماثل كيميائياً ، والذي ، على الرغم من ذلك ، يكون مبنياً من نظيرين مختلفين ، يكون بالنسبة له الكتلتين النوويتين M_1' و M_2' يمكننا أيضاً ربط ω إلى ω' بدون اللجوء إلى نظرية مفصلة عن الجزيء . بين أن النسبة بين الترددين تكون على الشكل

$$\frac{\omega'}{\omega} = \left(\frac{M_1' M_2' (M_1 + M_2)}{M_1 M_2 (M_1' + M_2')} \right)^k$$

وعين الأس الصحيح k . يجب أن تقارن علاقتك بدقة مع العلاقة (٣٧ أ) ، والتي تصف التأثير النظرى على الطيف الاهتزازى . الاعتماد على الكتل النظرية يكون مختلفاً في الحالتين .

٨ - خذ في الاعتبار بللورة « نمطية » ، مبنية من ذرات ذات وزن ذرى M . دع البللورة تكون على شكل مكعب ذى طول جانبي L . استنبط تقدير الرتبة عظم بالنسبة لـ (أ) أقل تردد (اهتزازى) توافق

للبلورة - (ب) أعلى تردد توافق للبلورة . اكتب نتائجك بحيث يكون اعتماد الترددات على الثوابت الأساسية التالية مبيئاً بوضوح ، تلك الثوابت الأساسية هي α ، $\beta = m/M_p$ و h/mc^2 بالإضافة إلى الثابتين A و $N \sim L/a_0$ (حيث a_0 هو نصف قطر بوهر ، و M_p هي كتلة البروتون) (ج) اعط بعض أمثلة عددية محددة التي تعطي فيها الترددات بالميجاسيكل / ثانية .

نوع النظير	$J=1 \leftarrow 0, \quad \tau=0$	
	ترددات دورانية (Mc/sec)	B_e (Mc)
$C^{12}O^{16}$	$115\,271.204 \pm 0.005$	57.89
$C^{13}O^{16}$	$110\,201.370 \pm 0.008$	55.3
$C^{12}O^{18}$	$109\,782.182 \pm 0.008$	55
$C^{14}O^{16}$	$105\,871.110 \pm 0.004$	53
$C^{13}O^{18}$	$104\,711.416 \pm 0.008$	5
$C^{12}O^{17}$	$112\,359.276 \pm 0.060^b$	

ترددات دورانية مقاسة عملياً لجزيئات أول أكسيد الكربون ذات تركيبات نظيرية مختلفة . هذا الجزء مأخوذ من الجدول في بحث لـ

B. Rosenblum, A. H. Nethercot, Jr., and C. H. Townes, «Isotopic mass ratios, magnetic moments and sign of electric dipole moment in CO», *The Physical Review* 109, 2228 (1958).

تعطي الأعداد المذكورة صور جيدة عن الدقة التي يمكن تحقيقها في علم طيف الموجات الدقيقة .

القارئ الذي قام بحل المسألة رقم ٧ قد يرغب في اختبار نتائجه بالمقارنة بالنتائج المعطاة في الجدول بعاليه . التوافق سوف يكون جيداً ولكن ليس كاملاً . نظريتنا ، التي يعتبر فيها الجزيئ ثنائي الذرات متصلباً ، تمثل تبسيطاً فائقاً . يحتاج شرح الأرقام العملية بالدقة المعروفة بها إلى اتجاه نظري متعمق .

٩ - ذكرنا في البند ٥ من الفصل الثاني بأنه في الإمكان ، من حيث المبدأ ، استنباط تعبير عن النسبة بين سرعة الصوت ، c_s ، في بللورة إلى سرعة الضوء c ، بحيث يتم التعبير عن c_s/c بدلالة أربعة من الثوابت فقط : ثابت التركيب الدقيق $\alpha \cong 1/137$ نسبة كتلة الإلكترون إلى البروتون $\beta = m/M_p$ الوزن الذري A والعدد الذري Z للذرات الموجودة التي في البلورة . يعتبر استنباط تعبير دقيق عن c_s/c مشكلة لا يمكن اختراقها ، لكن من الممكن أن نعين تقديراً لرتبة العظم يكون واضحاً فيه اعتماد c_s/c الأساسي على α ، β و A استنباط العلاقة الخاصة بمثل هذا التقدير ، واختبر صيغتك لحالة النحاس .
($c_s = 4700 \text{ m/sec}$ ، $A = 63.6$)

١٠ - (أ) نلاحظ أنه بالنسبة للجهد $U(r)$ المبين في شكل ٣٠ أ يتناقص الفاصل بين المستويات المتجاورة كلما تزايد العدد الكمي n اشرح بطريقة كيفية السبب في ذلك .

(ب) ارسم قطعاً مكافئاً يمثل الجهد بالنسبة لمذبذب توافقى خالص . ارسم على نفس الشكل منحني جهد آخرين ، مماثلين بالنسبة لنقطة الأصل ، يمثلان جهدين « متوافقين بالكاد » ، بحيث تكون المنحنيات الثلاثة متساوية في نصف قطر الانحناء عند نقطة الأصل (= نهاية الجهد الصغرى) . يرسم هذان المنحنيان بحيث تتزايد الفواصل بين مستويات الطاقة المتجاورة مع زيادة العدد الكمي n بالنسبة للمنحنى الأول ، على حين تتناقص الفواصل بين مستويات الطاقة المتجاورة مع زيادة العدد الكمي n بالنسبة للمنحنى الثانى . ليس من الضروري إيجاد المستويات بصراحة ، لكن يجب شرح السبب فى أن المنحنيين لهما الخواص المذكورة .

١١ - كما شرحنا فى البند ٤٧ يتم الحصول على مستويات الطاقة بالنسبة لذرة الليثيوم ثنائية التآين بواسطة قياس بسيط من مستويات الطاقة الخاصة بذرة الهليوم أحادية التآين ، ويكون عامل القياس هذا يعتبر كلا الأيونين أنظمة شبيهة بالهيدروجين ذات إلكترون واحد . من أجل الجدل يريد المؤلف الآن أن يدعى بأن مستويات الطاقة الخاصة بذرة الليثيوم أحادية التآين يجب أن يتم الحصول عليها عن طريق قياس مماثل من مستويات الطاقة الخاصة بالهليوم المتبادل . وذلك لأن كلا النظامين عبارة عن أنظمة مزدوجة الإلكترونات ، ويختلفان فقط فى مقدار الشحنة النووية . بتعبير آخر ، يجب أن تكون النسبة بين الأطوال الموجية للمخطوط الطيفية المناظرة ثابتة ، كما هو الحال بالنسبة لذرة الليثيوم ثنائية التآين وذرة الهليوم أحادية التآين . ولكن ، عملياً فالوضع ليس كذلك ، فنجد أن تخطيطات الحدود لذرة الهليوم المتعادلة مشابه تماماً لتخطيطات الحدود لذرة الليثيوم أحادية التآين ، لكن لا يتم الحصول على أحدهما من الآخر بواسطة قياس بسيط . اشرح بوضوح السبب فى نجاح مناظرات القياس البسيطة مع أنظمة الإلكترون الواحد وليس مع أنظمة الإلكترون .

١٢ - العمر المتوسط للحالة $2p$ فى الهيدروجين هو $0.16 \times 10^{-8} \text{ sec}$ ما هو العمر المتوسط للحالة $2p$ فى الهليوم أحادى التآين ؟

١٣ - بالرجوع إلى المسألة السابقة : ما هو العمر المتوسط للحالة $2p$ فى الذرة الميونية التى تتكون عند أسر الميونات السالبة فى الألومنيوم ؟

١٤ - احسب الطول الموجى للفوتون المنبعث عندما يتم انتقال ذرة ألومنيوم ميونية من الحالة $3s$ إلى الحالة $2p$

١٥ - أوجد « نصف قطر بوهر » بالنسبة لـ أ (ذرة ألومنيوم ميونية ب) ذرة رصاص ميونية ، وقارنهما مع أنصاف الأقطار النووية . من المهم القيام بهذه المقارنة ، وذلك لأنه إذا كان « نصف قطر بوهر » يمكن مقارنته مع نصف القطر النووى فن الواضح إذن أننا لا يمكننا اعتبار النواة وكأنها نقطة مشحونة بدون امتداد ، وهذا يعنى أن مستويات الطاقة للذرة الميونية الثقيلة تحيد بدرجة كبيرة عن التوقع (٤٦ ب) . أمكن التوصل إلى استنتاجات محددة عن توزيع الشحنة فى الأنوية ، وعن حجوم الأنوية من خلال المشاهدات المنهجية لتلك الحيوذات .

١٦ - * قم بمحاولة لإثبات نظرية اهرنغست المذكورة في البند ٥٦ ، وذلك على النهج الموضح في هذا البند . انظر البند ٥٠ ، من الفصل السابع ، من أجل إيجاءات فكرية إضافية .

١٧ - * (أ) طبق نظرية اهرنغست على حالة المتذبذب التوافقي الذي تعطى دالة جهده بواسطة $V(x) = (K/2)x^2$ ، وأوجد المعادلتين التفاضلتين المحققتين بواسطة $Av[x(t)]$ و $Av[p(t)]$. حل هاتين المعادلتين وعبر عن $Av[x(t)]$ بدلالة $Av[x(0)]$ و $Av[p(0)]$ قارن الحـل مع حل المسألة الكلاسيكية المناظرة .

(ب) بالنسبة لحالة مستقرة يكون $Av[x(t)] = 0$ ، ولكن بالنسبة لحالة غير مستقرة يكون $Av[x(t)]$ بصفة عامة ، دالة الزمن تذبذبية غير صفيرية . بالإبقاء على المناقشة بالبند ٢٧ في ذهن ، قدم بحادلات قائمة على نتائجك في الجزء (أ) من هذه المسألة ، بما معناه أن مستويات طاقة المتذبذب التوافقي يجب أن تكون متساوية الفاصل ، وبفاصل قدره $\hbar \sqrt{K/m}$. لاحظ أن مناقشتنا بالبند ٢٧ تدلنا فقط على أن الفاصل بين المستويات يجب أن يكون ثابتاً بالتقريب ، على الرغم من الواقع بأن الفاصل بين المستويات يكون ثابتاً بالضبط ومساوياً للمقدار $\hbar \sqrt{K/m}$.

١٨ - دعنا نأخذ في الاعتبار جزيئاً ثنائى الذرة على هيئة « د بلير » . ناقشنا الإثارات الدورانية لمثل هذا الجزيئ في البنود من ٣٨ إلى ٤٠ . دعنا نفترض بأن مركز شحنة الجزيئ لا يتطابق مع مركزه الكتلى . إذن ، سوف يكون للجزيئ عزم ثنائى القطب الكهربى ، ونتوقع كلاسيكياً بأن يبعث الجزيئ إشعاعات كهرومغناطيسية دورانية يكون ترددها مساوياً للسرعة الزاوية الكلاسيكية ω_{cl} .

تعطى مستويات طاقة الجزيئ تبعاً لميكانيكا الكم بواسطة المعادلة (٣٩ ج) . ومن المعقول افتراض أن العدد الكمى n يتغير بوحدة واحدة إذا ما بعث الجزيئ ، أو امتص ، إشعاعات ثنائى القطب الكهربى . عبر عن تردد الإشعاعات المنبعثة بدلالة العدد الكمى n والخاص بكمية التحرك الزاوية للحالة الأولية للجزيئ ، وقارن النتيجة مع الصيغة الكلاسيكية المستنبطة . من المحتم أننا نقرب من « الحد الكلاسيكى » بالنسبة للقيم الكبيرة للعدد الكمى n . فهل هذا هو الواقع بالفعل ؟

• تشير هذه المسائل إلى موضوع متقدم .

الفصل التاسع

الجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية

٤٤٦	العمليات التصادمية والصورة الموجية	البند من ١ إلى ١٨
٤٦٥	ما هو المقصود بالجسيم ؟	البند من ١٩ إلى ٣١
٤٨٠	الأفكار الأساسية لنظرية المجال الكمية	البند من ٣٢ إلى ٤٦
٤٩٠	البونونات والقوى النووية	البند من ٤٧ إلى ٥٥
٤٩٦	ملاحظات ختامية	البند ٥٦
٤٩٨	مراجع لدراسة إضافية	
٤٩٩	مسائل	

الفصل التاسع

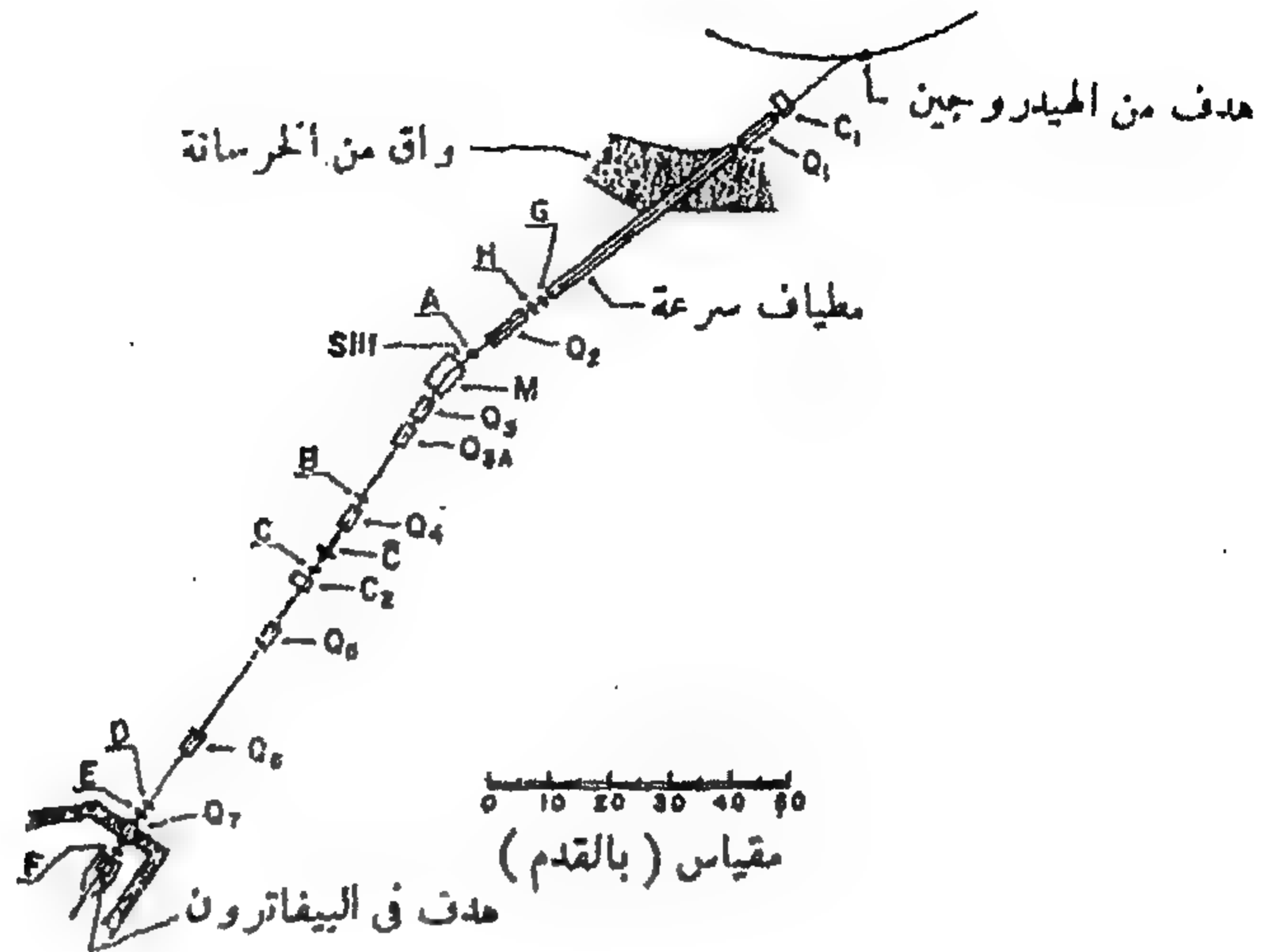
الجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية

العمليات التصادمية والصورة الموجبة

١ - نريد في فصلنا الأخير مناقشة بعض مظاهر أعمق مسائل فيزياء اليوم وأكثرها استحواداً للاهتمام ، والتي تتعلق بالجسيمات الأولية وتفاعلاتها البينية . نواجه في هذا الحقل من الفيزياء مجموعة من المشاكل التي لا نملك لها حلولاً في الوقت الحاضر . ونرغب في أن تكون لدينا نظرية نتمكن بدلالتها تفهم سبب وجود الجسيمات الأولية المختلفة والسبب في امتلاكها لخصائصها . بمعنى آخر ، نتمنى إمكانية إقرار بعض المبادئ الأساسية نتمكن بدلالتها شرح الكم الهائل من الظواهر التي تمت مشاهدتها . هل نحن محقون في هذا الأمل ؟ بالتأكيد لا ، وذلك على أي أساس منطقي . من المحتمل بأننا محكوم علينا بالعيش مع نظريات ظواهرية تلخص الحقائق التجريبية بطريقة أكثر تركيزاً عما تعطيه مجموعة من الجداول والمنحنيات ، لكنها مع ذلك تفتقد الشمولية ، وسهولة وجمال التصور اللذين يحث رؤيتهما في نظرية أساسية . يشعر المؤلف بأنه ليس من المستحب توقع هذا الاحتمال . يفضل المؤلف الاعتقاد بأنه من ناحية تكون الأشياء في النهاية بسيطة ويوجد بعض التشجيع من خلال التطور التاريخي للفيزياء . اتسمت الفيزياء كهيكل معلومات بمعدل سريع جداً ، وكية المعلومات التي نمتلكها الآن عن ظواهر تفصيلية تدعو إلى الدهشة . لكن ، ما هو أكثر مدعاة للدهشة ، هو إمكانيةنا في توضيح التفاصيل بالاتفاق الذي نقوم به ، وذلك بدلالة نظريات بسيطة . ولا يبنى المؤلف بقوله هذا بأن الفيزياء النظرية موضوع تافه ، ولكنه يشعر أن المبادئ الأساسية التي تركز عليها نظرياتنا (كما يتم تفهمها حالياً) تتميز بسهولة تصورية تدعو إلى الدهشة إلى حد كبير . وكما ذكرنا من قبل لا توجد حالياً نظرية شاملة سهلة عن الجسيمات الأولية . وسوف نحاول في هذا الفصل أن نعطي القارئ بعض التصور عن المحاولات التي تمت وعن المواقف والمشاكل التي نصادفها في هذا الحقل من الفيزياء .

٢ - جملة معلوماتنا عن الجسيمات الأولية مستقاة عن طريق تجارب التصادم . وعلى ذلك فإنه من المناسب أن نذكر شيئاً عن تفسير تلك التجارب . في تجربة من تجارب التصادم . تسقط حزمة من جسيمات من النوع A آتية عن طريق ممجل على هدف من جسيمات من النوع B (قد يكون الهدف جسماً صلباً أو سائلاً أو على الصورة النازية) . نلاحظ الجسيمات الناتجة عن كل تصادم لجسيم A مع جسيم B . نسمي التصادم مرناً إذا لم تنتج جسيمات جديدة في التصادم : يتطاير الجسيم A بواسطة الجسيم B فقط . إذا ما نتجت جسيمات أخرى فإننا نتكلم في هذه الحالة عن عملية غير مرنة .

يمر عن النتائج المشاهدة بصفة عامة بدلالة مساحات مقاطع مستعرضة مختلفة . دعنا أولاً نأخذ في الاعتبار أسهلها ، أي مساحة المقطع المستعرض الكلية . نرمز لتلك الكمية بالرمز σ_T . لتعريف σ_T عملياً



شكل ٢ أ مخطط عام لتجربة لقياس مقاطع مستعرضة مختلفة لاستطارة البروتون المضاد مع البروتون استطارة مرنة وغير مرنة. تخرج البروتونات المضادة من الهدف في المجل (اليمين الأعلى) ويتم حرفها وتركيزها على هدف من الهيدروجين السائل (اليسار السفلي) C_1 ، C_2 و M عبارة عن مغناطيسات حارقة. Q_1 إلى Q_7 عبارة عن مغناطيسات تركيز A^- إلى H عبارة عن عدادات وميضية. C عبارة عن عداد شيرينكوف. يتم مشاهدة الأحداث الجارية في هدف الهيدروجين السائل عن طريق عدادات محيطية بالهدف. (تلك العدادات غير مبينة في الشكل). الغرض من هذا الترتيب المعقد إلى حد ما من العدادات والمغناطيسات هو لتحديد حزمة البروتونات المضادة وللتفرقة ضد أحداث في الهدف نتيجة لحسيات غير البروتونات المضادة. أجريت القياسات عند طاقات بروتونات مضادة 1.0، 1.25 و 2.0 BeV.

هذا التوضيح مأخوذ من :

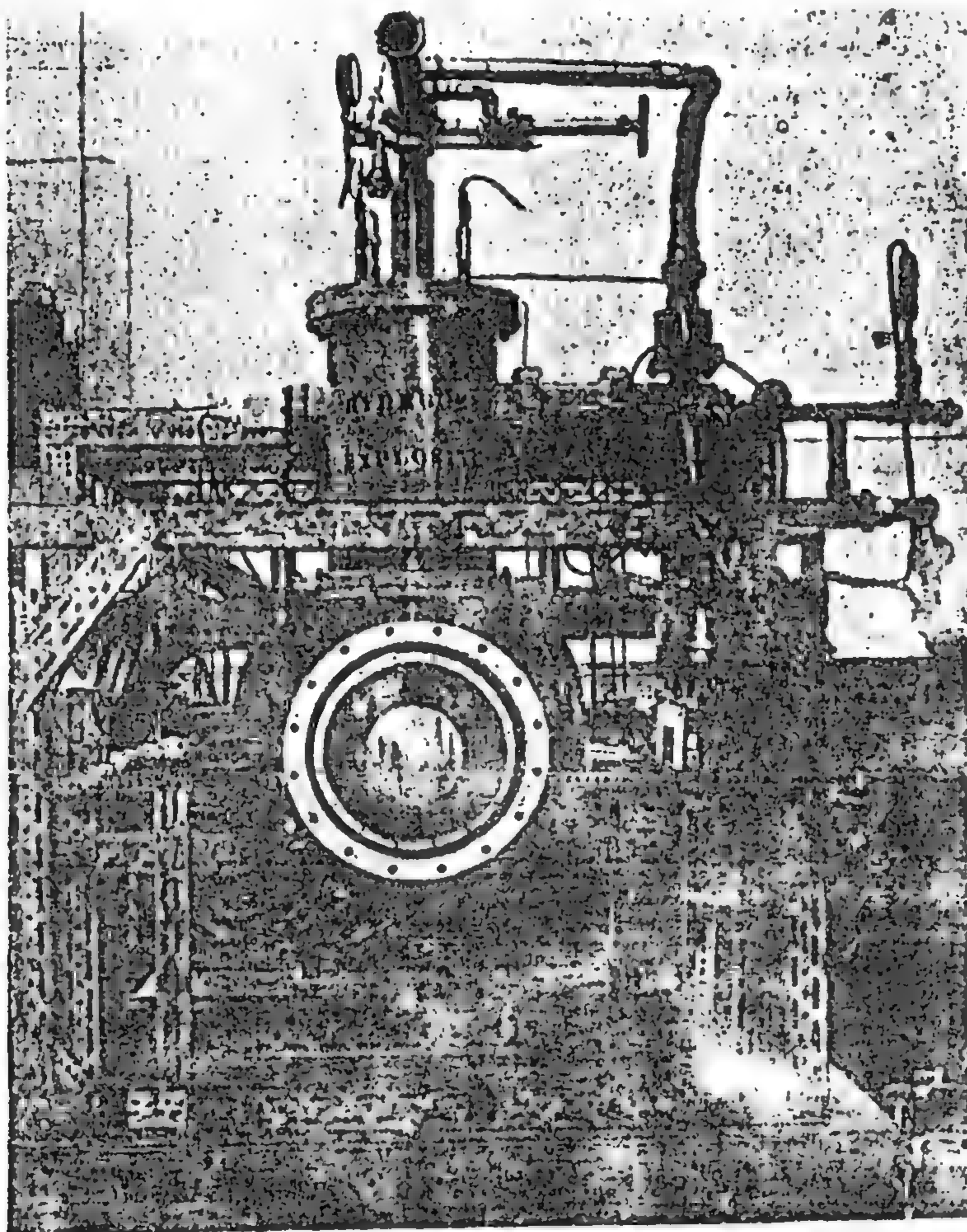
R. Armenteros et al., «Antiproton-Proton Cross Sections at 1.0, 1.25, and 2.0 BeV», *The Physical Review* 119, 2068 (1960).

يجب الرجوع إلى هذا المقال من أجل تفاصيل أكثر. من أجل النتائج، انظر شكل (٥ أ) في هذا الفصل. (بإذن من *The Physical Review*).

نتخيل بأن الهدف عبارة عن طبقة مستوية رقيقة جداً من جسيمات B الموزعة عشوائياً . دع الكثافة المنتظمة (في المتوسط) للجسيمات في الطبقة الرقيقة تكون n من الجسيمات لكل وحدة مساحات . تعرف مساحة المقطع الكلية بإذن بواسطة

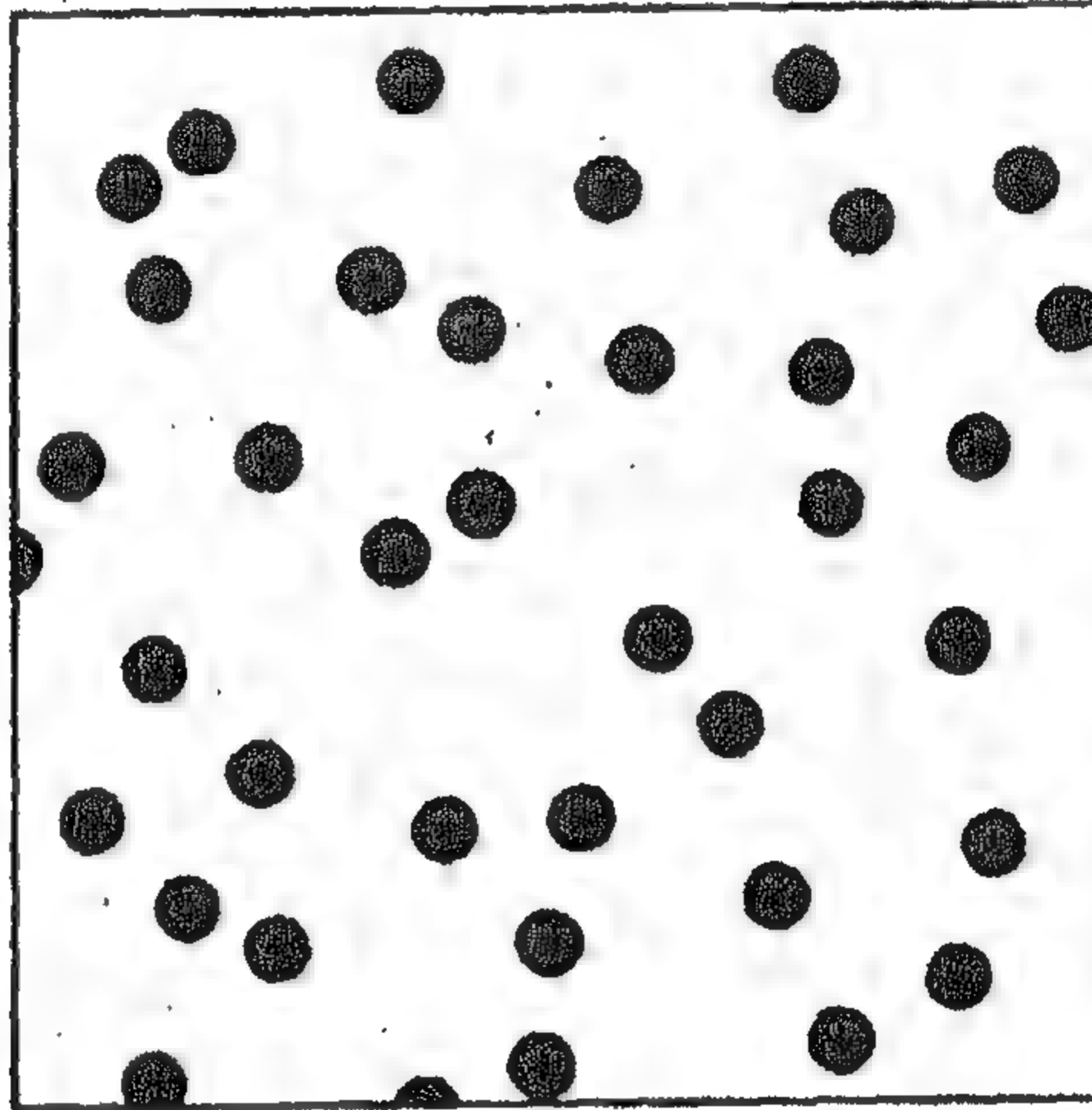
$$\sigma_T = \frac{P}{n} \quad (12)$$

حيث P هو الاحتمال بأن جسيماً من النوع A يسقط عمودياً على الطبقة الرقيقة يتعرض لبعض التفاعلات البينية مع أحد الجسيمات من النوع B بحيث ينتقص من الحزمة الساقطة . من الضروري بالنسبة لهذا التعريف أن تكون الطبقة رقيقة إلى درجة كافية بحيث يكون الاحتمال المشاهد P صغيراً بالمقارنة مع الوحدة (سوف نعقب على هذه النقطة في البند الرابع) .



شكل ٢ ب صورة لهدف الهيدروجين السائل المستخدم في التجربة المبينة في شكل ٢ أ . الهيدروجين موجود في المحتوى الموجود عند مركز الجهاز . تسقط البروتونات المضادة عمودياً على مستوى الصورة . (الصورة بإذن من Lawrence Radiation Laboratory, Beneley)

٣ - من الممكن أن نفكر عن مساحة المقطع المستعرض الكلية بدلالة النموذج التالى . ينحصر لكل جسيم B قرص دائرى بمساحة σ_T . تنظم الأقراص عمودياً بالنسبة لحزمة الجسيمات الساقطة من النوع A ، ونستخيل بأن لديهم الخاصية بأنه إذا ما اصطدم جسيم من النوع A مع قرص من الأقراص فإنه ينتقص من الحزمة ، على حين أن الجسيم A لا يتأثر إذا لم يصب الأقراص . مرة أخرى اعتبر هدفنا الذى يتكون من طبقة رقيقة تحتوى على " من الجسيمات من النوع B لكل وحدة مساحة . المساحة الكلية المغطاة بواسطة الأقراص المنتواة فى منطقة ذات مساحة قدرها F تساوى $nF\sigma_T$ هذا يعنى بأن جزءاً مساحته $n\sigma_T$ من الرقيقة يكون « معتماً » وأن جزءاً $(1 - n\sigma_T)$ يكون « شفافاً » . وعلى ذلك فاحتمال أن ينتقص جسيم من النوع A من الحزمة الساقطة يكون $P = n\sigma_T$. وعلى ذلك يمكن تفسير العلاقة (٢ أ) بهذه الطريقة ، لكن القارئ يجب أن يفهم بأن الأقراص المعتمة توجد فقط فى خيالنا . والمقطع المستعرض هو مقياس مناسب جداً لميل الجسيمين A ، B للتفاعل البينى مع بعضهما البعض ولكن لا يجب تصورهما على أنها ترمز إلى خواص هندسية لأى من الجسيمين .



شكل ٣ أ يمكننا التعبير عن الفعالية التى تقوم بها الجسيمات B (فى الهدف) باستقطاع جسيمات من النوع A من الحزمة الساقطة وذلك بقدر مقطع مستعرض كل σ_T سترفق مع كل جسيم من النوع B قرصاً دائرياً مساحته σ_T ، بحيث يتفاعل جسيم من النوع A (مع تخيلية على شكل نقطة) بينياً مع الجسيم من النوع B فقط إذا ما أصاب القرص . ويبين الشكل عاليه الأقراص الخيالية وذلك بالنسبة لطبقة رقيقة جداً من جسيمات من النوع B . إذا ما كان هناك n من الجسيمات من النوع B فى وحدة المساحة فتكون المساحة الكلية « المغلقة » ضمن وحدة المساحة هى $n\sigma_T$. احتمال مرور جسيم من النوع A من خلال الطبقة يكون $(1 - n\sigma_T)$ تبعاً لذلك . بالطبع يجب ألا يؤخذ الشكل بعاليه حرفياً ، فالجسيمات من النوع B ليست فى الحقيقة أقراصاً أو كرات .

٤ - دعنا نعتبر تعميم العلاقة (٢ أ) بحالة التي لا تكون فيها طبقة الهدف بالضرورة رقيقة . دع $P(n)$ يمثل الاحتمال بأن جسماً من النوع A ينتقص من الحزمة إذا ما ضربت طبقة من الجسيمات B موزعة بتجانس بكثافة سطحية عمودية n إذن يكون المقدار $T(n) = 1 - P(n)$ هو احتمال النفاذ من خلال الطبقة . افترض بأننا نضع طبقة ذات كثافة سطحية عمودية n_1 خلف طبقة أخرى ذات كثافة سطحية عمودية n_2 الكثافة السطحية للطبقة المزدوجة تكون إذن $(n_1 + n_2)$. من الواضح أن احتمال مرور جسيم من خلال كلا الطبقتين يعطى بواسطة

$$T(n_1 + n_2) = T(n_1)T(n_2) \quad (٤ أ)$$

يجب أن تتحقق هذه المعادلة بالنسبة لكل الأرقام الحقيقية الموجبة n_1 و n_2 الحل العام لها عبارة عن

$$T(n) = \exp(-Cn) \quad (٤ ب)$$

حيث C ثابت حقيقى . نحصل إذن على

$$P(n) = 1 - \exp(-Cn) \quad (٤ ج)$$

لاحظ الآن بأن

$$\lim_{n \rightarrow 0} \frac{P(n)}{n} = C \quad (٤ د)$$

وإذا ما قورنت هذه العلاقة مع العلاقة (٢ أ) (المفروض تحققها عندما تكون n صغيرة جداً) نستنتج أن $C = \sigma_T$ ، نحصل إذن على

$$P(n) = 1 - \exp(-n\sigma_T), \quad T(n) = \exp(-n\sigma_T) \quad (٤ هـ)$$

كما نرى فإن شدة الحزمة النافذة تتضائل أسياً مع سمك الهدف . عملياً من الممكن أن تكون لدينا أهداف على هيئة شرائح رقيقة ذات سمك مختلف . لقياس مساحة المقطع المستعرض الكلية نجري قياس توهن بسيط : نعين (باستخدام عدادات) النقصان الجزئى فى شدة الحزمة النافذة كدالة لسمك الرقيقة . تحسب مساحة المقطع المستعرض إذن باستخدام العلاقات (٤ هـ) .

٥ - بطريقة مماثلة نعرف أنواعاً أخرى من المقاطع المستعرضة على سبيل المثال ، يمكننا تخيل أن جسماً من النوع A يمكنه التفاعل مع جسيم من النوع B وينتج عن ذلك جسيم C وجسيم D :



تعرف إذن مساحة المقطع المستعرض $\sigma_{AB \rightarrow CD}$ للتفاعل بالنسبة لهذه العملية

$$\sigma_{AB \rightarrow CD} = \sigma_T P_{AB \rightarrow CD} \quad (٥ ب)$$

حيث $P_{AB \rightarrow CD}$ هو احتمال حدوث التفاعل (٥ أ) عندما ينتقص جسيم من النوع A من الحزمة المسافرة من خلال تفاعل تبادلى مع جسيم من النوع B فى الهدف . دعنا نفترض بأن (٥ أ) هو التفاعل الوحيد ،

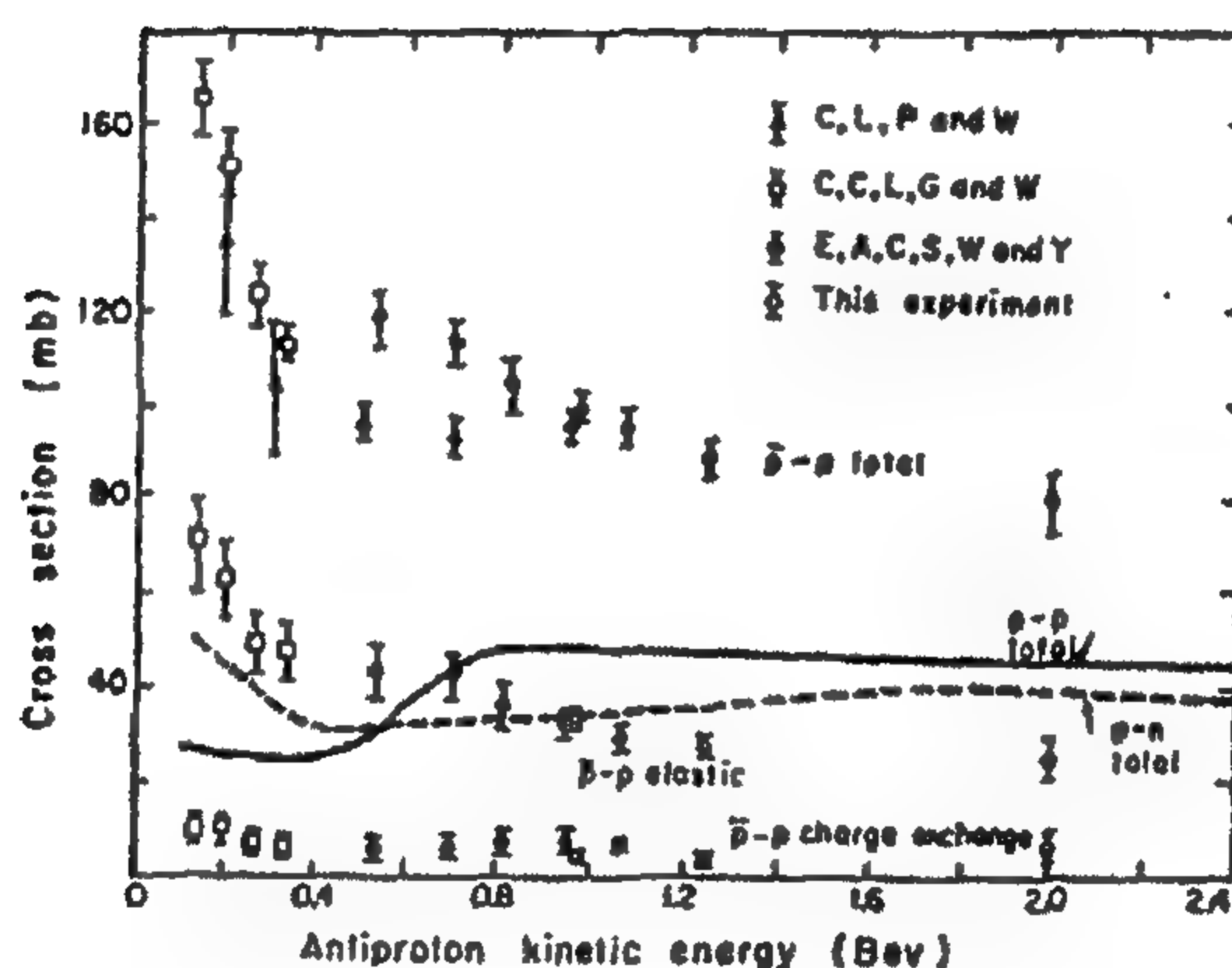
بمعنى ، أنها العملية الوحيدة غير المرنة الممكن حدوثها . على الرغم من ذلك ، فمن الممكن أن ينتزع جسيم من النوع A من الحزمة عن طريق تطاير مرّن ، وفي هذه الحالة يبقى الجسيما A و B بعد التصادم . تعرف مساحة المقطع المستعرض المرّن σ_e بواسطة

$$\sigma_e = \sigma_T P_e \quad (٥ ج)$$

حيث P_e هو الاحتمال بأن يكون الحدث الذي ينتج عنه انتزاع جسيم من الحزمة الساقطة مرناً . تكون مساحات المقطع المستعرضة الثلاث عن علاقة ببعضها البعض بواسطة

$$\sigma_T = \sigma_e + \sigma_{AB \rightarrow CD} \quad (٥ د)$$

وذلك لأنه من الواضح أن لدينا $P_e + P_{AB \rightarrow CD} = 1$.



شكل ٥ أ منحنى يوضح المقاطع المستعرضة للبروتون المضاد مع البروتون كدالة لطاقة حركة البروتون المضاد . النقاط العملية الثلاث المميزة بواسطة الدوائر المفتوحة تم الحصول عليها في التجربة المشروحة في شكل ٢ أ . يوضح على نفس المنحنى مساحة المقطع المستعرض لتطاير البروتون مع البروتون وذلك على سبيل المقارنة . لاحظ أن مساحة المقطع المستعرض للبروتون المضاد (أو ضد البروتون) مع البروتون أكبر بحوالى مرتين بالمقارنة مع مساحة المقطع المستعرض للبروتون مع البروتون . هذا المنحنى مأخوذ من

R. Armenteros et al., «Antiproton-Proton Cross Sections at 1.0, 1.25, and 2.0 BeV», *The Physical Review* 119, 2068 (1960). (Courtesy of *The Physical Review*).

٦ - للتعبير عن مساحات المقطع المستعرض في الفيزياء النووية وفيزياء الجسيمات الأولية تستخدم الوحدات بارن (b) و مللي بارن (mb) حيث

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2, \quad 1 \text{ mb} = 10^{-3} \text{ barn} \quad (٦ أ)$$

يوضح الشكل ٦ أ مساحة المقطع الكلية للنيوترونات على الكاديوم كدالة لطاقة حركة النيوترون ، ويوضح شكل ٦ ب منحني مماثل لتصادمات النيوترون مع الفضة . لاحظ أن تلك المنحنيات ترمز إلى العناصر الكيميائية ، وعلى ذلك فإنها تمثل متوسطات للنظائر المختلفة الموجودة في الطبيعة .

إن إلقاء نظرة على تلك المنحنيات توضح مباشرة أن المقطع المستعرض ليس له علاقة مع الخواص الهندسية للأنوية . فعلى سبيل المثال . نلاحظ الاعتماد الشديد لمساحة المقطع المستعرض على الطاقة . بالنسبة للكاديوم تنخفض مساحة المقطع المستعرض من القيمة القصوى 1200 بارن عند طاقة النيوترون 0.176 eV إلى القيمة 20b عند 1 eV بصورة مشابهة يوضح منحني مساحة المقطع المستعرض بالنسبة للفضة اعتماداً شديداً على الطاقة ، مع وجود قمة رنين واضحة جداً عند حوالي 0.52 eV

دعنا نعتبر أيضاً قيم مساحات المقطع المستعرض . نويتا الفضة والكاديوم لهما تقريباً نفس الحجم . على أساس من العلاقة

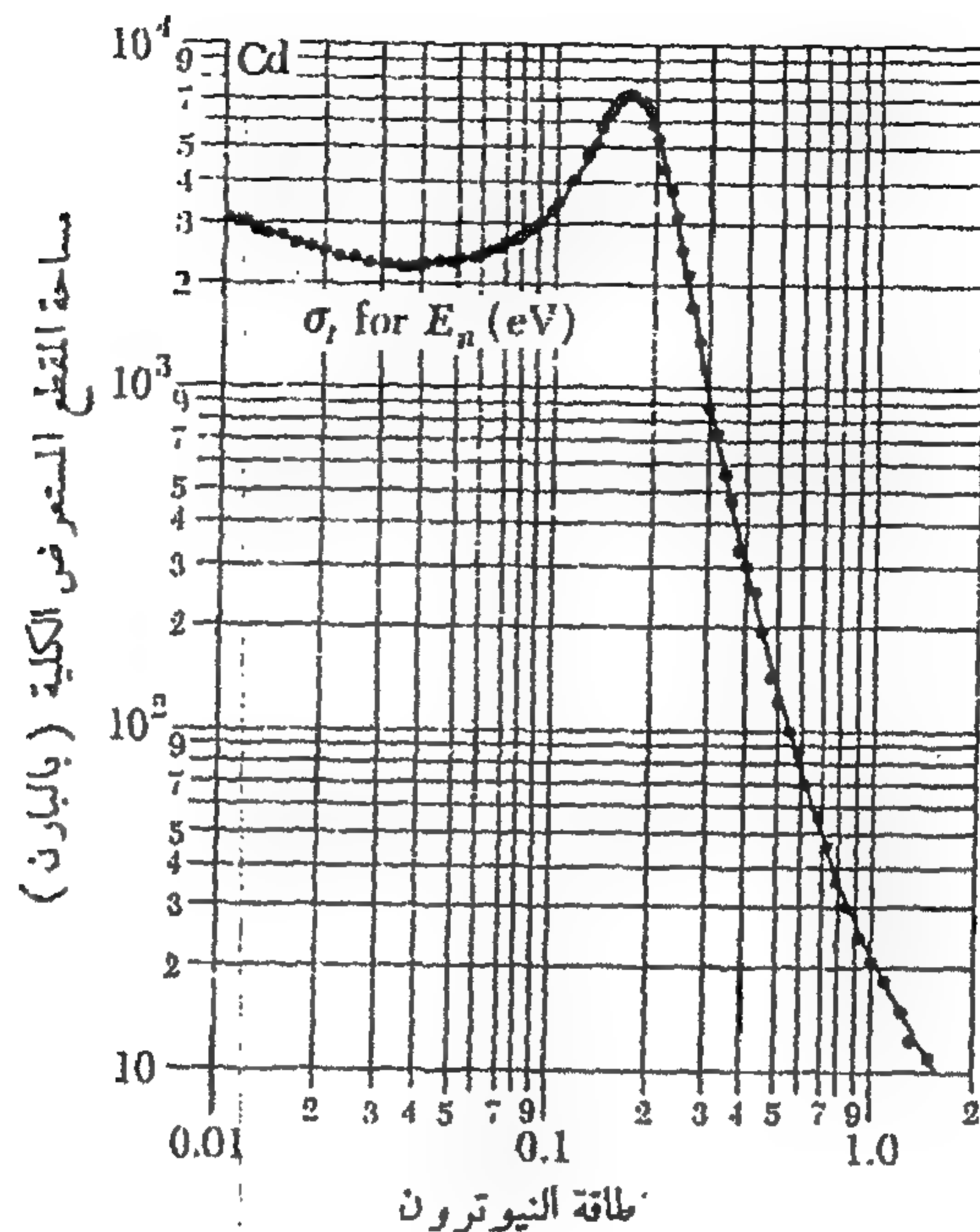
$$r \cong A^{1/3} \times (1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}) \quad (٦ ب)$$

والتي تعطي نصف القطر r بدلالة العدد الكتلي A ، تقدر بأن نصفي القطرين يكونا $r \sim 5.8 \text{ fermi}$ (حيث $A \sim 110$) مساحة المقطع المستعرض الهندسية المناظرة πr^2 تكون تباعاً لذلك حوالي 1.0 بارن . هذه القيمة تصغر القيمة العملية القصوى في شكل (٦ أ) بـ 7000 مرة .

يجب على القارئ أيضاً أن ينظر إلى الأشكال ٢٤ أ و ٢٤ ب في هذا الفصل . يوضح شكل ٢٤ ب مساحات المقطع المستعرض المرن لتطائير البيونات الموجية والسالبة مع البروتونات . ويوضح شكل ٢٤ أ ما هو أساساً مساحة المقطع المستعرض للتفاعل $Al^{27} + p \rightarrow Si^{28} + \gamma$. لاحظ قمم الرنين الكثيرة والبارزة .

٧ - مساحات المقطع المستعرض التي نزاولناها بالمناقشة (مقاسة كدالة للطاقة) تمدنا ببعض المعلومات عن التفاعلات البينية بين الجسيمات في عملية تصادم . نحصل على معلومات أكثر بكثير إذا ما قمنا بقياس التوزيع الزاوي للجسيمات الخارجة من منطقة التصادم . للمهولة ، نعتبر التطائير المرن لجسيم من النوع A في حزمة ساقطة على جسيم من النوع B في الهدف . نقوم بقياس شدة الجسيمات A المتطايرة في اتجاهات مختلفة بمساعدة عداد موضوع في مواضع مختلفة على مسافة ثابتة من الهدف . نبقى على حزمة الساقطة ثابتة خلال تسلسل تلك القياسات . نعبر عن النتائج بدلالة مساحة مقطع مستعرض تفاضلية $\sigma_p(E, G, \varphi)$ هذه الكمية دالة لزوايا قطبية مناسبة θ و φ تستخدم لتحديد اتجاه الملاحظة . وكما بينا بوفسوح فإن هذه الكمية دالة أيضاً للطاقة E تعرف مساحة المقطع المستعرض التفاضلية بحيث يساوي المقدار $d\Omega \sigma_p(E, \theta, \varphi)$ الاحتمال بأن جسيماً ساقطاً من النوع A يتطاير إلى الزاوية المجسمة $d\Omega$ ، مرتكزة حول الاتجاه الذي تحدده

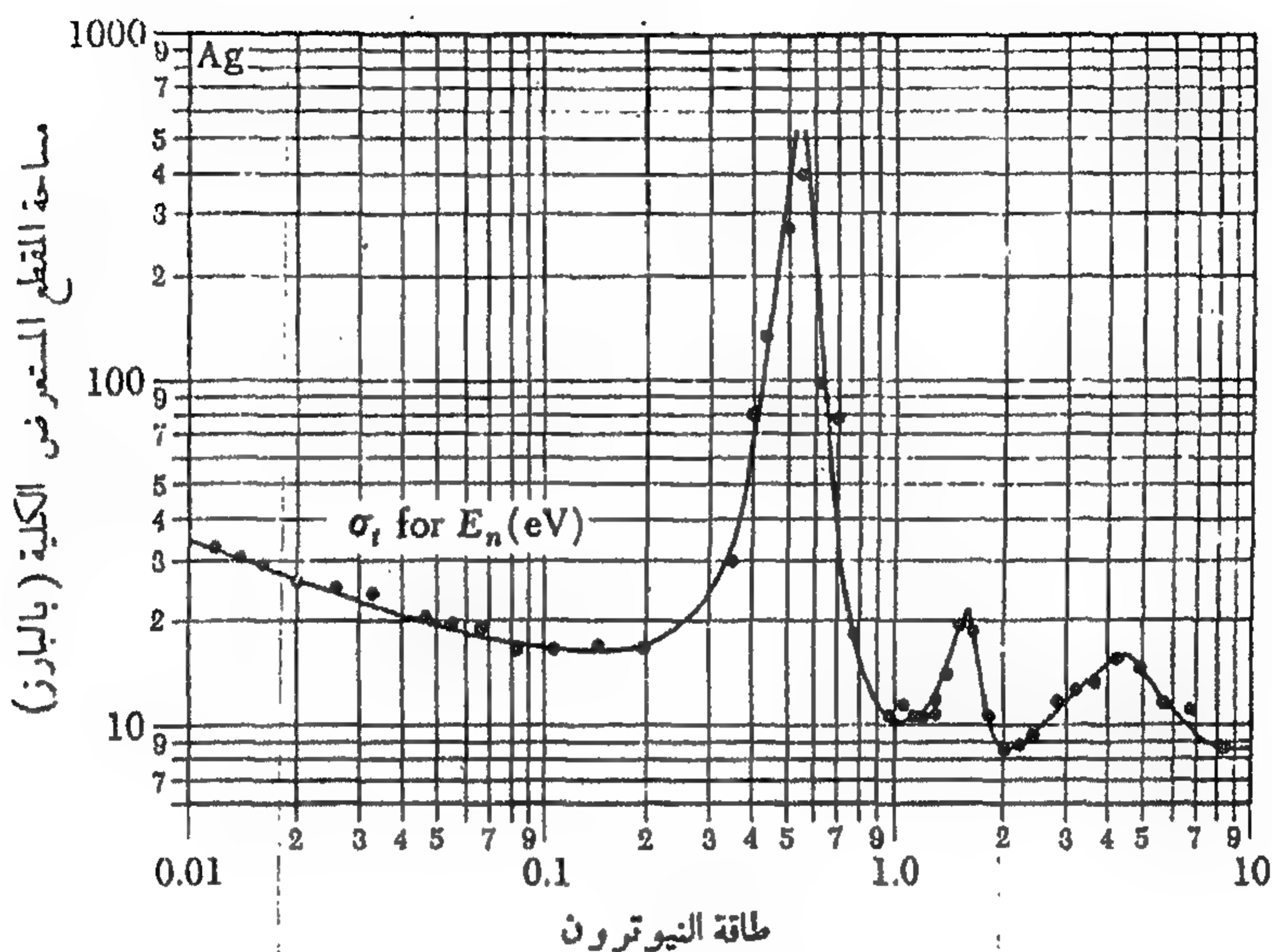
الروايا 0 و φ ، وذلك في حالة كون الهدف طبقة من الجسيمات B ذات كثافة سطحية مساوية للوحدة .
يتناسب معدل العدد مع مساحة المقطع التفاضلية ، وذلك بالنسبة لنفس العداد مثلاً على مسافة ثابتة من
الهدف ولكن في اتجاهات مختلفة .



شكل ٦ أ منحني يبين مساحة المقطع المستعرض الكلية للنيوترونات على الكاديوم كدالة لطاقة النيوترونات . لاحظ أن هذا المنحنى يشير إلى الكاديوم المتواجد طبيعياً . وعلى ذلك فإن مساحة المقطع المستعرض يمثل متوسطاً لمساحات المقطع المستعرض للنظائر المختلفة للكاديوم . مثل هذه المساحة للمقطع المستعرض تكون ذات اهتمام محدود من وجهة نظر النظرية الأساسية التي تتعلق بمساحات مقطع مستعرض خاصة بنظائر فردية . على الرغم من ذلك فإن مساحة المقطع المستعرض المتوسطة تمثل مفهوماً هاماً بالنسبة للتطبيقات الهندسية : للتطبيقات الهندسية . يستخدم الكاديوم في عملية التحكم في معدل التفاعل في المفاعلات النووية وذلك بسبب كبر مساحة مقطعه المستعرض بالنسبة للنيوترونات ذات الطاقة المنخفضة .

المنحنى بعاليه يمثل جزءاً من منحنى في نجيب قام به

H. H. Goldsmith, H. W. Ibsen, and B. T. Feld,
«Neutron Cross Sections of the Elements», *Reviews of Modern Physics* 19, 259 (1947).



شكل ٦ ب منحني يوضح مساحة المقطع المستعرض الكلية للنيوترونات على الفضة المتواجدة طبيعياً وذلك كدالة لطاقة النيوترون . لاحظ قمة الرنين البارزة . نظرة على هذا المنحني ، والمنحني المماثل (أ ، ٦) ، توضح مباشرة بأن مساحة المقطع المستعرض ليست على علاقة معينة مع حجم النواة . يختلف منحني الفضة عن منحني الكاديوم اختلافاً كبيراً ، وكلاهما يوضح التغير السريع مع الطاقة . تفسر النظرية الموجية الطبيعية العامة لمنحنيات مساحة المقطع المستعرض تفسيراً جيداً جداً .

والمنحني بعاليه جزء من منحني موجود في التجميع الذي قام به

H. H. Goldsmith, H. W. Ibser, and B. T. Feld,
«Neutron Cross Sections of the Elements», *Reviews of Modern Physics* 19, 259 (1947).

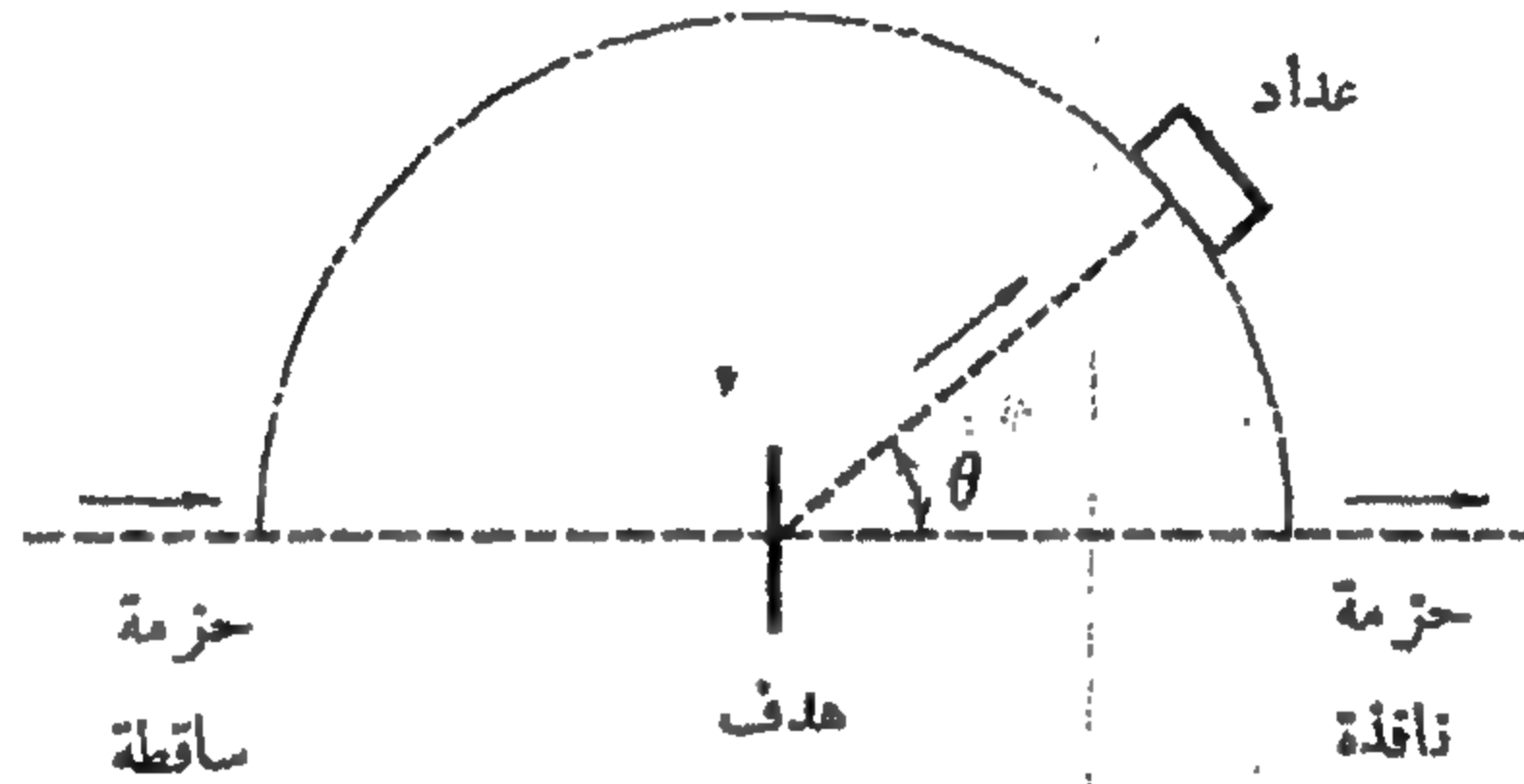
يجب استشارة هذه المقالة من أجل المراجع الخاصة بالأعمال الأولية في هذا المجال .

تعتمد مساحة المقطع المستعرض عملياً في معظم حالات الاستطارة فقط على الطاقة وعلى الزاوية بين اتجاه الحزمة الساقطة واتجاه الجسم A المتطائر. إذا ما رمزنا لهذه الزاوية بالرمز θ فيمكننا كتابة مساحة المقطع المستعرض التفاضلية على الصورة $\sigma_e(E; \theta)$ وذلك لأنها لا تعتمد على الزاوية القطبية الأخرى *.

يتم الحصول على مساحة المقطع المستعرض المرن الكلية عن طريق تكامل مساحة المقطع التفاضلية على كل الاتجاهات. وكما هو الحال بعاليه فإنها لا تعتمد على الزاوية ϕ وعلى ذلك نحصل على

$$\sigma_e(E) = \int_{\Omega} d\Omega \sigma_e(E; \theta) = 2\pi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \sigma_e(E; \theta) \quad (17)$$

الشكل ٧ أ



الشكل ٧ أ. تمثيل تخطيطي جداً لتجربة استطارة. حزمة من جسيمات آتية عن طريق مدخل تسقط على هدف. يتم تحديد العدد النسبي للجسيمات المتطائرة في اتجاهات مختلفة بواسطة عداد. يوضح الشكل استكشاف جسيمات عند زاوية التطاير θ . يمكننا في تجربة من هذه النوعية تعيين مساحة المقطع المستعرض التفاضلية لعملية التطاير.

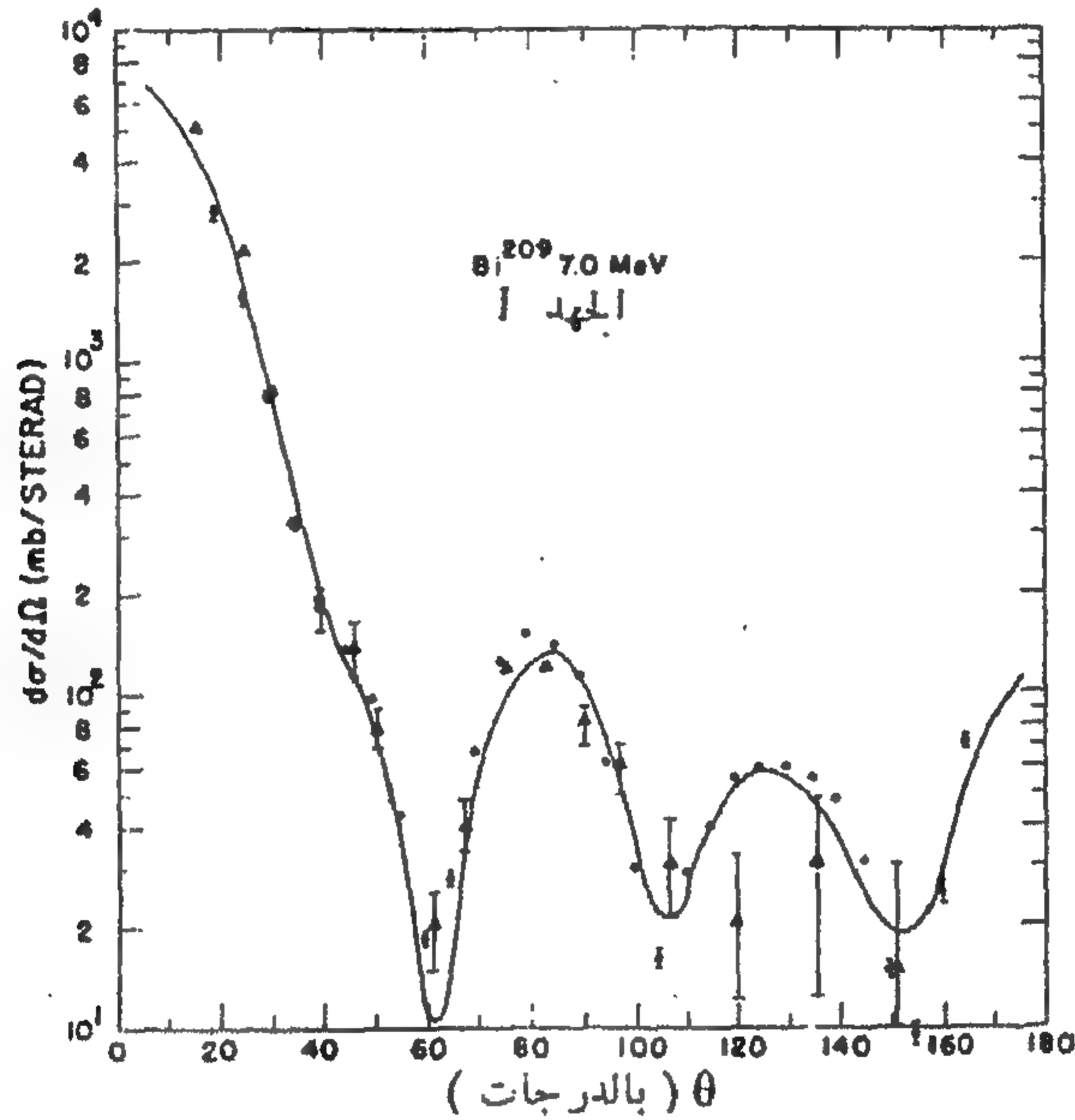
يمكننا تعريف مساحة مقطع مستعرض تفاضلية بالنسبة لعملية غير مرنة وذلك بطريقة مماثلة.

٨ - المقاطع المستعرضة كدوال في الطاقة هي النتائج الأولية التي يحصل عليها من تجارب الاستطارة. نواجه بعد ذلك بمشكلة استخلاص شيء ما عن طبيعة التفاعلات، التي قد تكون غير معلومة، وذلك من خلال تلك النتائج الأولية. أو، ربما تكون لدينا نظرية بالفعل. وفي هذه الحالة نقوم بحساب المقاطع المستعرضة المتوقعة ضمن هذه النظرية وبعد ذلك يتم مقارنة توقعاتنا مع النتائج العملية.

* رموزنا، التي هي عيارية إلى حد كبير، ليست كافية وذلك لأن نفس الرمز يستخدم للتدليل عن مساحة المقطع المستعرض التفاضلية ومساحة المقطع المستعرض «الكلية» والتي تم مناقشتها من قبل. يتم التمييز بين هذين النوعين من مساحة المقطع المستعرض وذلك بالوجود الصريح أو غياب المتغيرات الزاوية بداخل الرمز للكمية.

وكما ذكرنا من قبل ، تستقى معظم معلوماتنا عن الجسيمات الأولية من تحليل تجارب الاستطارة .
 تم تطوير طرق رياضية خاصة لهذا التحليل . وسوف تأخذنا بعيداً جداً مناقشة تلك الطرف هنا ، ولا داعي
 للقول : بأن مشكلة إيجاد « القوى » من المقاطع المستعرضة تلك بعيدة عن كونها مهمة تافهة رغم أنها
 من ناحية المبدأ عملية مباشرة .

4- وإذا ما أردنا تفسير أحداث الاستطارة كلاسيكياً فإننا نقول أن الجسيم الساقط ينحرف في
 مجال قوة جسيم الهدف . من وجهة النظر الميكانيكية الكمية فإننا ننظر إلى الاستطارة كتجمل لحیود الموجات
 هذه في الحقيقة هي الطريقة التي ناقشنا بها حیود الإلكترونات في الفصل الخامس . فشرحنا للظاهرة المشاهدة
 كان على أساس أن موجة الإلكترون الساقطة يتم حيوها بواسطة كل الذرات في البلورة . في اتجاهات



مساحة المقطع المستعرض التفاضلية لطاير النيوترونات المرن من نظير
 البزموت Bi^{209} . يبين المنحنى النقاط العملية مع المنحنى النظري
 القائم على أساس نموذج معين . المحور السيني يمثل زاوية الاستطارة ، ويمثل
 المحور الصادي مساحة المقطع المستعرض التفاضلية بوحدات مللي بارن
 لكل وحدة زاوية مجسمة . في هذه التجربة كانت طاقة النيوترون الحركية
 7 MeV هذا المنحنى مأخوذ من

C. D. Zafiratos, T. A. Oliphant, J. S. Levin,
 and L. Cranberg, «Large-Angle Neutron Scatter-
 ing from Lead at 7 MeV», *Physical Review Let-
 ters* 14, 913 (1965).

(بإذن من *Physical Review letters*)

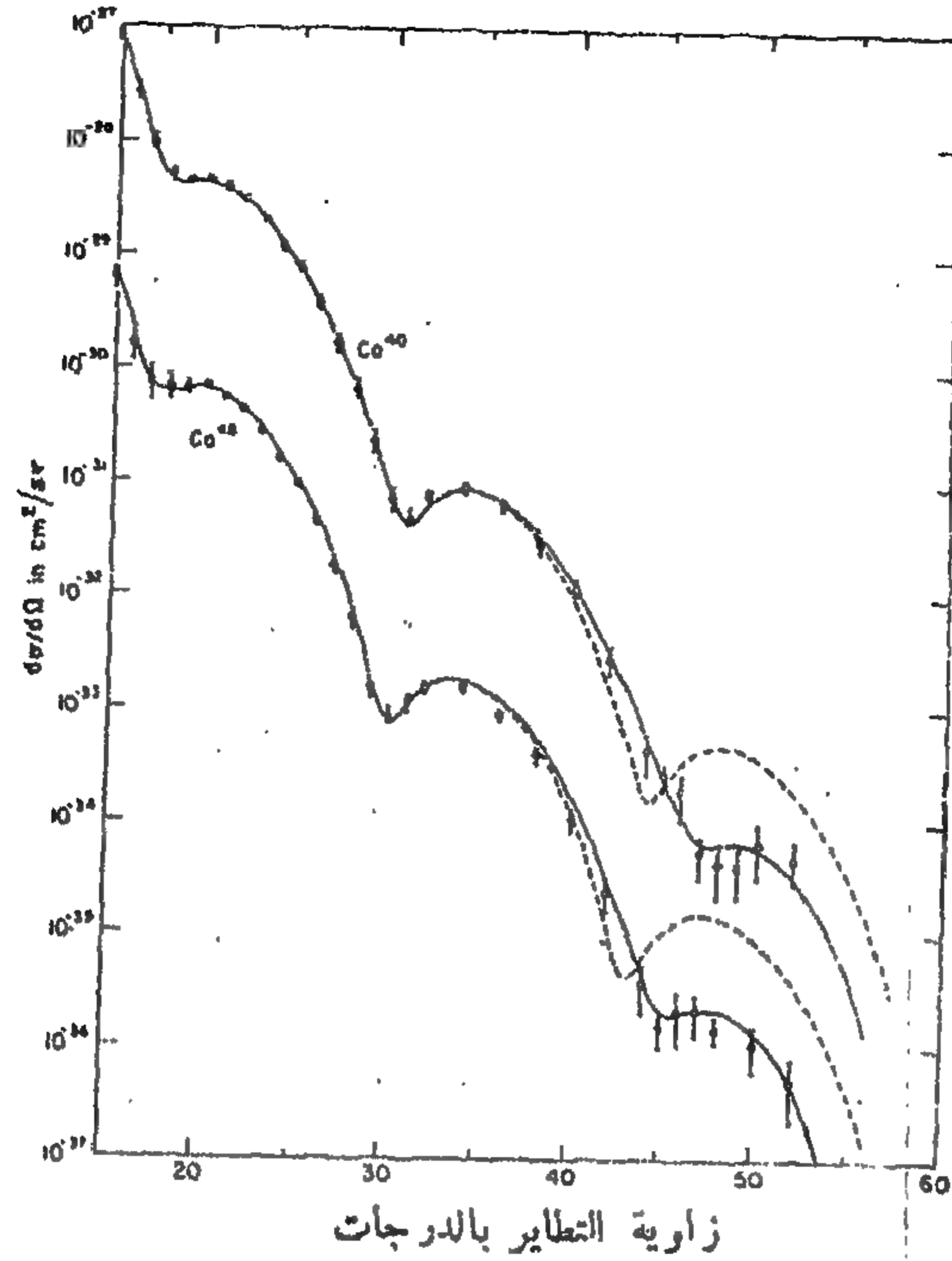
معينة تتداخل الموجات الحادثة تداخلا بناء ، وتلك هي الاتجاهات التي نشاهد فيها قصوى الشدة .
الاستطارة إذن هي عبارة عن ظاهرة حيود موجات دي بروي بواسطة عوائق ، أي ، بواسطة الذرات
في البلورة .

سوف يلاحظ القارئ الآن بأن وصفنا لحيود الإلكترونات يشوبه بعضاً من « عدم تماثل » يمرض
عليه . فإننا نقول بأن موجات الإلكترونات الساقطة تحيد بواسطة « عوائق » لكن تلك العوائق هي
أيضاً جسيمات فيزيائية ، ونعلم جيداً أن كل الجسيمات الفيزيائية هي أيضاً موجات . وليس من المنطق
اعتبار بعض الجسيمات على أنها موجات ، والبعض الآخر جسيمات على أنها « عوائق » كلاسيكية .
ما نشاهده في تجارب الحيود الإلكترونية هو عبارة عن التفاعل البيني بين الموجات الإلكترونية الساقطة
والباقات الموجية التي تمثل الذرات في البلورة . إذا ما أردنا أن نكون منطقيين فيجب أن نقول إذن أن
الاستطارة تنشأ كنتيجة للتفاعل البيني لموجات مع موجات .

سوف نبحث في هذه النقطة أكثر في مرحلة متقدمة من هذا الفصل . دعنا نقرر عند هذه النقطة بأن
هذه النظرة الجديدة لا تنقض بطريقة أو بأخرى مناقشتنا السابقة عن الحيود الإلكتروني . الشيء المهم
هنا هو أن الموجة الساقطة تصادف شيئاً ما ، وأن تفاعلها البيني مع هذا الشيء يؤدي إلى حيود الموجة .
طالما ركزنا اهتمامنا فقط على الجسيم الساقط فليس مهماً إلى درجة كبيرة ما سيصادفه هذا الجسيم ، هل
سيكون « عائق كلاسيكي » ، أو باقة موجية مركزة .

١٠ - دعنا الآن نحاول تقديم أبسط إطار لنظرية موجية عن الاستطارة . نأخذ في الاعتبار أبسط حالة
ممكنة والتي تتطير (تحيد) فيها الموجة المثلثة لجسيم A تطايراً مرناً في مجال قوة ماثلة مركزية وثابتة .
يمكننا تخيل أن مجال القوة يمكن استنباطه من جهد يتجه بسرعة إلى الصفر مع زيادة المسافة من مركز
مجال القوة . تشابه مشكلتنا إلى حد ما مع مشاكل العوائق التي ناقشناها في الفصل السابع . يجتهد الجسيم A
نفسه في منطقة تتغير فيها دالة الجهد مع وضع المكان ونتيجة لذلك فسوف تحيد موجة مستوية ساقطة
بواسطة الجهد .

نمثل الجسيم B في الهدف ، تبعاً للنموذج المأخوذ في الاعتبار ، بواسطة جهد كروي التماثل ، وذلك
على الرغم من معرفتنا بأن الجسيم B يجب أن يمثل أيضاً بواسطة موجة . على الرغم من ذلك ، فإن الوصف
الميكانيكي الكمي الصحيح لتطير الجسيمين يكافئ نموذجنا رياضياً . إذن فنموذجنا ليس شيئاً على
الإطلاق . إذا ما فكرنا بحذر فيما نقوم به فسوف نكتشف بأننا قمنا بأعمال مماثلة فيها سبق . ففي مناقشتنا
اضمحلال ألفا الإشعاعي في الفصل السابع قمنا بشرح الموقف بدلالة حركة ميكانيكية كمية لجسيم ألفا
في مجال جهد قوة . وفي مناقشتنا للاهتزازات الجزيئية أخذنا في الاعتبار حركة جسيم مفرد تحت تأثير جهد
جزيئي توافقي بالتقريب في كل من الحالتين قمنا بإبدال المشكلة الحقيقية ، والتي تتضمن دائماً حركة جسيمين
على الأقل ، بمشكلة نموذجية يتحرك فيها جسيم مفرد في مجال يصف تفاعلاته التبادلية البينية مع جميع
الجسيمات الأخرى .



منحنيات توضح مساحات المقطع المستعرض التفاضلي لتطايير الإلكترونات المرن من نظيرين مختلفين للكالسيوم . يمثل المحور الصادي مساحة المقطع المستعرض بوحدة cm^2 لكل وحدة زاوية مجسمة . بشرط ضرب النتائج الخاصة بالنظير Ca^{48} في عشرة وقسمة النتائج الخاصة بالنظير Ca^{40} على عشرة . (المنحنيات متماثلة إلى درجة كبيرة ، وهذا هو السبب وراء فصلهما باستخدام هذه المعاملات القياسية). كانت طاقة الإلكترونات 750 MeV. التفاعلات التبادلية الكهرومغناطيسية بين الإلكترون والنواة هي المسؤولة عن التطايير ، والفرض من القياسات هو استكشاف التوزيع المشحن في الأنوية . لاحظ التغيرات الهائلة (بمعامل 10^9) في مساحة المقطع المستعرض مع تغير زاوية التطايير .

هذا المنحنى مأخوذ من :

J. B. Bellicard et al., «Scattering of 750-MeV Electrons by Calcium Isotopes», *Physical Review Letters* 19, 527 (1967).

(بالإذن من *Physical Review Letters*)

$$\psi_i(x,t) = C \exp (ix \cdot p_i - i\omega t) \quad (111)$$

مثلة لجسيم A ساقط على جسيم مفرد B (موجود عند نقطة الأصل $x = 0$) تمثل p_i هنا كمية تحرك الموجة تمثل ω الطاقة* . و C هو ثابت المعايرة . سوف تحيد الموجة بواسطة الجسيم B سوف نحاول تخمين شكل الدالة الموجية التي تصف الموجة الحادثة عند مسافة كبيرة جداً من نقطة الأصل . سوف ندلل على أن الدالة

$$\psi_s(x,t) \cong C f(\theta) \frac{1}{x} \exp (ixp - i\omega t) \quad (112)$$

هو اختيار معقول . نرسم للمسافة من نقطة الأصل بالرمز x وإلى مقدار كمية التحرك الساقطة بالرمز p ، بمعنى ، $p = |p_i|$ ، $x = |x|$ ، الدالة $f(\theta)$ هي دالة θ بين اتجاه كمية التحرك الساقطة p_i واتجاه متجه موضع المكان x (من نقطة الأصل إلى « نقطة المشاهدة »)

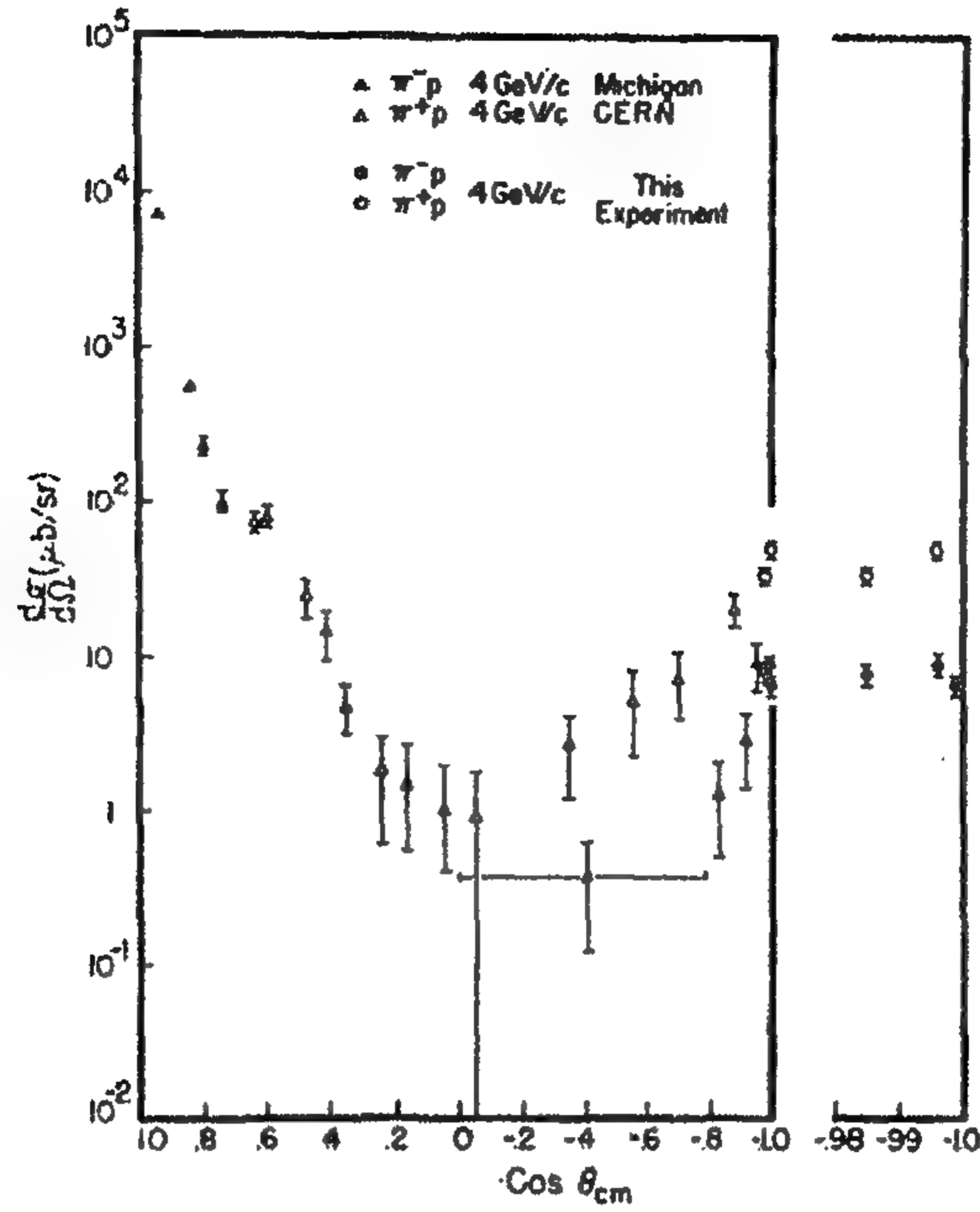
دعنا الآن ندرس سمات مختلفة للدالة الموجية ψ_s وذلك لتبين ما إذا كان في الإمكان أن تمثل الموجة المتطاييرة . تتناسب سعة الموجة المتطاييرة مع السعة C للموجة الساقطة ، ويعكس تخميننا إذن الافتراض المعقول بأن رد الفعل عظمى . يكون التردد ω للموجة المتطاييرة هو نفس تردد الموجة الساقطة . هذا يعنى بقاء طاقة الجسيم الساقط A ، وهذا ما يجب أن تكون عليه الحال لأننا أخذنا في الاعتبار تطاييراً مرناً في مجال القوة الثابت للجسيم B .

من الواضح أن العامل $\exp (ixp - i\omega t)$ يصف موجة كروية منتشرة إلى الخارج . عند أى نقطة تكون السرعة الطورية متجهة بعيداً عن نقطة الأصل في اتجاه متجه نصف القطر . يجب أن تتبوأ أى موجة مثلة لجسيم متطايير هذه السمة . يصف العامل $1/x$ في التعبير (١١ ب) التناقص في سعة الموجة المتطاييرة مع المسافة . تتناسب شدة الموجة مع التربيع المطلق للدالة الموجية . تقيس شدة الموجة المتطاييرة احتمال الفيض الخارج (أو إذا ما رغبتنا ، الفيض الجسيمى في تتابع من القياسات المعادة) ، ويجب أن تتناقص هذه الكمية مع زيادة المسافة x بالعامل $1/x^2$ يجب إذن أن تتناقص السعة بالعامل $1/x$ ، وذلك كما افترضنا .

١٢ - كما نرى ، تتطلب اعتبارات فيزيائية بسيطة بأن تكون الدالة الموجية التي تصف الموجة المتطاييرة على الصورة المذكورة في (١١ ب) . تسمى الدالة $f(\theta)$ بسعة التطايير . من الواضح أن هذه الدالة تصف التوزيع الزاوى للجسيمات المتطاييرة . لربط سعة التطايير مع مساحة المقطع المستعرض ندلل كما يلي . اعتبر منطقة سطحية صغيرة محتوية النقطة x على سطح كرة مركزة عند نقطة الأصل ومارة من خلال x . دعنا نمثل مساحتها بالرمز dF . الاحتمال dP بمرور الجسيم المتطايير خلال هذه المساحة يجب إذن أن يتناسب مع حاصل ضرب dF والتربيع المطلق للدالة الموجية $\psi_s(x,t)$ يمكننا تبعاً لذلك كتابة

$$dP = k |\psi_s(x,t)|^2 dF = k |C|^2 |f(\theta)|^2 \left(\frac{dF}{x^2} \right) \quad (113)$$

* نستخدم نظاماً ثلوحدات تكون $\hbar = 1$.



رسم بياني لمساحات المقطع المستعرض التفاضلية لتطائير البيون المرن من البروتون وذلك بالنسبة لكمية تحرك $4 \text{ BeV}/c$ للبيون . يمثل المحور السيني جيب تمام الزاوية التطائير في نظام مركز الكتلة . يمثل المحور الصادي مساحة المقطع المستعرض التفاضلية بوحدات الميكروبارن لكل وحدة زاوية مجسمة . يبين على اليمين ، وعلى مقياس رسم موسع في الاتجاه الأفقي ، مساحة المقطع المستعرض في مجاورة الاتجاه الخلفي (بمعنى بالنسبة لقيم $\cos \theta_{cm}$ قريبة من 1 -) لاحظ أن النتائج المبينة هي لكلا البيونين الموجب والسالب : يعطى في الجزء العلوي من المنحنى التمييز بين النقاط العملية المختلفة . هذا الشكل مأخوذ من

W. R. Frisken et al., «Backward Elastic Scattering of High-Energy Pions by Protons», *Physical Review Letters* 15, 313 (1965).

(بالإذن من *Physical Review Letters*)

حيث k هو ثابت تناسب محدد . بما أن $dF/x^2 = d\Omega$ هو مقدار الزاوية المجسمة التي تقابل المساحة الصغيرة بالنسبة لنقطة الأصل فيمكننا أيضاً كتابة

$$dP = k |C|^2 |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (١٢ ب)$$

ونلاحظ أن dP هو الاحتمال بأن يخرج الجسم المتطائير داخل المخروط الصغير للزاوية المجسمة $d\Omega$.

نعتبر بعد ذلك الموجة الساقطة ، المعطاة بواسطة (١١ أ) . نتخيل قرصاً (دائرياً) ذا مساحة مساوية للوحدة وعمودية بالنسبة لكمية التحرك الساقطة p_i ومرتكزة حول نقطة الأصل . يجب أن يساوى الاحتمال بأن يمر الجسيم الساقط من خلال هذا القرص المقدار

$$P_i = k |\psi_i|^2 = k |C|^2 \quad (١٢ ب)$$

حيث k هو نفس الثابت الموجود في (١٢ أ) و (١٢ ب) .

بالأخذ في الاعتبار العلاقات (١٢ ب) و (١٢ ج) يمكننا أن نقول ما يلي . في تتابع من تجارب التطاير المعادة (التي تكون فيها كمية تحرك الجسيم A الأولية p_i دائماً ثابتة) تكون النسبة بين عدد الجسيمات المتطايرة الخارجة في حدود مخروط الزاوية المجسمة $d\Omega$ إلى عدد الجسيمات الساقطة على القرص ذي وحدة المساحات مساوية للمقدار

$$\frac{dP}{P_i} = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (١٢ د)$$

إذا ما استرجعنا الآن مناقشتنا عن مساحة المقطع المستعرض التفاضلية $\sigma_e(\theta)$ في البند ٧ فإننا نستنتج أن النسبة dP/P_i هي بالضبط مساوية لحاصل ضرب مساحة المقطع المستعرض التفاضلية مع الزاوية المجسمة $d\Omega$. نحصل إذن على العلاقة الهامة

$$\sigma_e(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (١٢ هـ)$$

والتي تنص على أن مساحة المقطع المستعرض التفاضلية هي ببساطة التوزيع المطلق لسعة التطاير .

١٣ - إذا ما أردنا التوصل لتعبير نظري عن سعة التطاير $f(\theta)$ فيجب علينا ، بالطبع ، حل مسألتنا عن الجيود بجلاء . هذا يعني بأننا يجب أن نحصل على حل لمعادلة شرودينجر ، أو ربما معادلة ما أخرى ، والتي تنطبق على مسألتنا الحالية . بالنسبة لنموذجنا فإننا يجب أن نحصل على حل لمعادلة شرودينجر بالنسبة للجهد الذي يتعزز له الجسيم A بسبب وجود الجسيم B . المعادلات الموجية لميكانيكا الكم لها عدد لا نهائي من الحلول ، ومن الضروري أيضاً إيجاد الحل المناسب ، والذي يمكن تفسيره على أنه يصف وضع التطاير . الشرط الذي يجب أن نعرضه هو أنه بالنسبة للمسافات البعيدة عن نقطة الأصل يجب أن تكون الدالة الموجية على الهيئة

$$\psi(x,t) \cong C \exp(ix \cdot p_i - i\omega t) + C f(\theta) \frac{1}{x} \exp(ixp - i\omega t) \quad (١٣ أ)$$

هذا يعني بأنه بعيداً جداً عن مركز التطاير يكون لدينا الموجة المستوية الساقطة متزاملة مع الموجة المتطايرة المنتشرة إلى الخارج . سوف لا نحاول حل هذه المسائل هنا . من الممكن إثبات بأنه تحت شروط عامة جداً ، يوجد لكل اختيار لكمية التحرك الساقطة p_i حل مفرد للمعادلة الموجية يكون له الشكل المقارب ١٣ أ . إذن تعين سعة التطاير أفراداً بالنسبة لكمية تحرك ساقطة معينة وبالنسبة لتفاعل (جهد) متبادل معين . سنوف تعتمد بصفة عامة على مقدار كمية التحرك الساقطة p ، وإذا ما أردنا التأكيد على ذلك فيمكننا كتابة سعة التطاير بالصورة $f(P, \theta)$. في حالة تعييننا لسعة التطاير نحصل على σ_e مساحة المقطع المستعرض باستخدام (١٢ هـ) .

١٤ - دعنا ندرس الحالة الخاصة البسيطة والهامة عندما لا تعتمد سعة التطاير على زاوية التطاير θ ، بمعنى $f(\theta) = f = \text{ثابت}$. تعطى سعة التطاير بواسطة $\sigma_e(\theta) = |f|^2 = \text{ثابت}$ ، ويكون التوزيع الزاوي كروى التماثل . يميل هذا الوضع إلى الحدوث في حالة التطاير عند الطاقات المختلفة . من الممكن بسهولة أن نتفهم كيفيا السبب في ذلك . يتجه التوزيع الزاوي لأن يكون معقداً ، بمعنى أنه سريع التغير كدالة للزاوية θ ، عندما يكون الطول الموجي للموجة الساقطة صغيراً بالمقارنة إلى أبعاد « الشيء » الذي تحيد بواسطته . يمكننا التفكير في الحيود وكأنه يحدث حول الشيء كله ، بحيث أن كل جزء من هذا الشيء يرسل موجة حادثة . من الممكن أن تتداخل هذه الموجات في اتجاه معين تداخلاً بناءً أو هداماً ، وذلك يعتمد على أطوارها النسبية . إذا كان الطول الموجي صغيراً بالمقارنة بأبعاد هذا الشيء الذي تحيد الموجة بواسطته فإن تغيراً صغيراً في اتجاه المشاهدة من الممكن أن يكون له تأثير محسوس على الأطوار النسبية ، وبناءً على ذلك فمن الممكن أن تتغير مساحة المقطع المستعرض التفاضلية تغيراً سريعاً مع الزاوية θ . لكن إذا كان الطول الموجي كبيراً بالمقارنة بالشيء الذي تحيد الموجة بواسطته فإن تلك التأثيرات التداخلية « الهندسية » لا تحدث ، وتكون سعة التطاير متغيرة بطيئة كدالة للاتجاه . عند حد الطاقة المنخفضة الأدنى ، الذي يكون فيه الطول الموجي كبيراً جداً بالمقارنة مع أبعاد الشيء الذي تتطاير بسببه الموجة ، تكون سعة التطاير غير معتمدة على الزاوية ، ويكون التطاير كروى التماثل .

١٥ - في حالة $f(\theta) = f = \text{ثابت}$ ، تعتمد الموجة المتطايرة

$$\psi_s(x,t) = \frac{Cf}{x} \exp(ixp - i\omega t) \quad (أ ١٥)$$

على الموجة الساقطة فقط من خلال البارامتر C الذي يعبر عن سعة الموجة الساقطة عند نقطة الأصل . وعلى وجه الخصوص لا تعتمد الموجة المتطايرة على اتجاه كمية التحرك الساقطة p_i . وهذا هو المتوقع عندما يكون هدف التطاير صغيراً جداً بالمقارنة مع الطول الموجي .

أفترض بأننا استبدلنا الموجة المستوية المعطاة في (أ ١١) بواسطة متوسطها (المتجانس) على كل اتجاهات p_i . هذا يعني ، أننا نأخذ في الاعتبار مسألة تطاير جديدة تكون فيها الموجة الساقطة على الصورة

$$\psi_{i0}(x,t) = \frac{1}{4\pi} \int_0 d\Omega_p C \exp(ix \cdot p_i - i\omega t) \quad (ب ١٥)$$

يمكن تقييم هذا التكامل على كل الاتجاهات بسهولة إذا ما اخترنا الزاوية θ بين x و p_i كواحدة من الزوايا القطبية الخاصة بـ p_i . نحصل على

$$\begin{aligned} \psi_{i0}(x,t) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin \theta C \exp(ixp \cos \theta - i\omega t) \\ &= \frac{C}{2ixp} (\exp(ixp) - \exp(-ixp)) \exp(-i\omega t) \end{aligned} \quad (ج ١٥)$$

إذا لم تكن الموجة المتطاييرة معتمدة على اتجاه كمية التحرك الساقطة ، فسوف تعطى موجة ساقطة على الصورة ψ_{i0} نفس الموجة المتطاييرة كالتى تعطىها الموجة المستوية (١١ أ) . يمكننا التفكير فى الموجة ψ_{i0} على أنها الجزء المتماثل كروياً من الموجة المستوية الساقطة . يؤدى هذا الجزء من الموجة الساقطة فقط إلى الموجة المتماثلة كروياً ψ_s المعطاة فى (١٥ أ) .

١٦ - الجزء المتماثل كروياً ψ_{i0} من الموجة المستوية الساقطة له شكل يدعو إلى الاهتمام . إذا ما نظرنا إلى التعبير (١٥ ج) نلاحظ أن الموجة عبارة عن حاصل جمع موجة كرية 'خارجة' وموجة كرية داخلية . « تحتوى » موجة مستوية على موجتين من هذا النوع لأنها تصف حركة فى اتجاه نقطة الأصل بالإضافة إلى حركة بعيدة عن نقطة الأصل . سمتا الموجتين متماثلتان فى المقدار . هذا هو ما يجب أن يكون عليه الحال ، وذلك لأن غكس هذا يعنى أن الفيض الخارج يصبح مختلفاً عن الفيض الداخل . بما أننا افترضنا تطاييراً مرناً (والذى يتم فيه الحفاظ على الجسيمات A) فيجب أن يتماثل الفيض الداخل مع الفيض الخارج (للجسيمات A) .

دعنا الآن ندرس المتوسط الكرى للتعبير (١٣ أ) فى الحالة $f = f(0) = \text{ثابت}$. هذا المتوسط

يعطى بالعلاقة

$$\psi_0(x,t) = \psi_{i0}(x,t) + \psi_s(x,t) \\ = \frac{C}{2ixp} ([1 + 2ipf] \exp(ixp) - \exp(-ixp)) \exp(-i\omega t) \quad (١٦ أ)$$

يمكننا تفسير هذه العلاقة على أنها الشكل المقارب للدالة الموجية التى تصف وضع التطايير الذى تلعب فيه الدالة الكرية ψ_{i0} دور الموجة الساقطة . بفحص العلاقة (١٦ أ) نتبين أن الموجة $\psi_0(x,t)$ لها أيضاً كل من جزء خارج وجزء داخل . إذا ما كانت عملية التطايير مرنة فإن القيم المطلقة لسعات هاتين الموجتين يجب أن تكون متساوية . هذا يؤدى إلى الشرط الهام .

$$|1 + 2ipf| = 1 \quad (١٦ ب)$$

على السعة كى للتطايير .

من الملائم كتابة الحل العام للمعادلة (١٦ ب) على الهيئة

$$f = \frac{1}{2ip} (e^{2i\delta} - 1) \quad (١٦ ج)$$

حيث δ هو أى عدد حقيقى . تسمى الكمية δ بالإزاحة الطورية (للموجة S) . وبصفة عامة يكون هذا الحل دالة للمقدار P ل كمية التحرك .

١٧ - دعنا نتحر مدى الكبر الذى من الممكن أن تكون عليه مساحة المقطع المستعرض فى حالة التطايير المتماثل كروياً . مساحة المقطع المستعرض التفاضلية تساوى $|f|^2$ ، ويتم الحصول على مساحة المقطع الكلية σ_e للتطايير المرن عن طريق مكاملة مساحة المقطع المستعرض التفاضلية على كل الاتجاهات ، نحصل إذن على (بأخذ (١٦ ج) فى الاعتبار)

$$\sigma_e = \frac{\pi}{p^2} |e^{2i\delta} - 1|^2 \quad (١٧ أ)$$

إذن تكون مساحة المقطع المستعرض العليا مساوية لحاصل ضرب $1/\pi$ في مربع طول دي برولي الموجي h/p للجسيم الساقط وذلك بالنسبة للتطايير الكرى المتماثل . بالنسبة لكميات التحرك الصغيرة من الممكن أن تكون مساحة المقطع المستعرض هذه كبيرة جداً . على أساس الصورة الموجية للتطايير يمكننا إذن بسهولة تفهم مساحات المقطع المستعرض الكبيرة التي أوردناها في البند ، والتي من الممكن أن تكون قد سببت للقارئ بعض القلق .

١٨ - كما ذكرنا فإن الإزاحة الطورية δ تكون دالة لقيمة كمية التحرك الساقطة p . وبما أن الطاقة الساقطة ω تكون دالة رتيبه لـ p فإننا يمكننا على قدم المساواة اعتبار δ كدالة للطاقة . دعنا إذن نكتب $\delta(\omega)$ كرمز للإزاحة الطورية وذلك للتأكيد على أنها تعتمد على الطاقة .

كلما مرت الإزاحة الطورية ، كدالة الطاقة ، على واحدة من القيم $(n + \frac{1}{2})\pi$ فإن مساحة المقطع المستعرض تتبرأ قيمتها القصوى المعطاة بواسطة (١٧ ب) . ونقول أن التطايير رئيسي عند نقطة كهذه . دعنا ندرس تصرف سعة التطايير ومساحة المقطع المستعرض في المحاورة المباشرة للرنين . نرمز إلى الطاقة ضد الرنين بالرمز ω_0 ، ونحصل إذن على $\delta(\omega_0) = (n_0 + \frac{1}{2})\pi$ لعدد ما صحيح n_0 .

سوف نعيد كتابة (١٦ ج) باستخدام علاقات التعريف

$$\cot(\delta) = \frac{\cos(\delta)}{\sin(\delta)} = \frac{i(e^{i\delta} + e^{-i\delta})}{(e^{i\delta} - e^{-i\delta})} \quad (١٨ أ)$$

بالنسبة لظل التمام . وكما يمكن للقارئ إقناع نفسه مباشرة فإننا يمكننا كتابة

$$f(\omega) = \frac{1}{2ip} (e^{2i\delta(\omega)} - 1) = \frac{(1/p)}{\cot[\delta(\omega)] - i} \quad (١٨ ب)$$

عند النقطة $\omega = \omega_0$ نحصل على $\cot[\delta(\omega_0)] = 0$. يمكننا إذن محاولة فك $\cot[\delta(\omega)]$ بقوى من $(\omega - \omega_0)$ في مجاورة النقطة $\omega = \omega_0$. بالإبقاء على الحد الخطي فقط نحصل على

$$\cot[\delta(\omega)] \cong -\frac{2}{\Gamma} (\omega - \omega_0) \quad (١٨ ج)$$

حيث ، باتباع العادة القائمة ، فالتد كتبنا تفاضل $\cot[\delta(\omega)]$ عند ω_0 على الصورة $2/\Gamma$.

سوف نفترض بأن الإزاحة الطورية تزداد مع الطاقة في مجاورة الرنين . وهذا يعني أن $\cos[\delta(\omega)]$ يتناقص مع الطاقة ، وأن البارامتر Γ الذي أدخلناه في (١٨ ج) يكون موجباً . بإدخال التعبير التقريبي (١٨ ج) (والذي يتحقق فقط في مجاورة الرنين) إلى (١٨ ب) نحصل على

$$f(\omega) \cong -\frac{1}{p} \left(\frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0) + i\Gamma/2} \right) \quad (١٨ د)$$

و

$$\sigma_e(\omega) \cong \frac{4\pi}{p^2} \left(\frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \right) \quad (١٨ هـ)$$

سوف يتعرف القارئ على العلاقة (١٨ هـ) على أنها علاقة الرنين (٢١ د) في الفصل الثالث لبرايت - فيجيز ، والتي استنبطناها هناك عن طريق اعتبارات منطقية مختلفة . والمقدار I يرمز لاتساع الرنين . في الفصل الثالث زبطنا مستويات مثارة مع حالات الرنين ، وسوف تلتزم بهذه الفكرة هنا . وعلى ذلك يكون المقدار $I/I' = \tau$ هو متوسط عمر المستوى المثار والذي يتجلى كرنين .

ماهو المقصود بالجسيم

١٩ - قبل أن نمضى في دراستنا لمسألة التفاعلات البينية نرى من الواجب علينا اختبار مفهومنا عما نقصده بالجسيم . دعنا نتخيل بأننا نحاول وضع متطلبات العضوية في مجموعة الجسيمات .

من المفهوم أن الجسيم عبارة عن شيء « مفرد » مترابط يكون ذا شخصية محددة ، ويمكن تحديد مكانه في حيز محدود من الفراغ عند وقت معين . يتميز بخصائص فيزيائية محددة ، ويمكننا على سبيل المحاولة أن نتطلب بأنه يكون له كتلة محددة ، شحنة محددة ، و كمية تحرك زاوية ذاتية محددة ، الخ ، وبأنه يجب أن يكون مستقراً عندما يكون منفرداً في الفراغ .

٢٠ - وطبقاً لتلك القواعد يمكننا قبول البروتون ، الألكترون ، البوزيترون ، النيوترونات ، الفوتون والأنوية المستقرة . ومع ذلك ، فإن طريقة القبول هذه تخلق بعض المشاكل المباشرة . فالذرات المتعادلة وكل الأيونات في مستوياتها الأرضية تحقق أيضاً تلك القواعد وبذلك فيجب قبولها أيضاً . ينطبق نفس الشيء على كل الجزيئات ، والأيونات الجزيئية ، في مستوياتها الأرضية ، وتصبح مجموعتنا كبيرة لدرجة مزعجة إذا مادمجنا هذه الأشياء أيضاً . الأمر الذي من العدل الكامل يجب علينا القيام به . من جهة أخرى يجب علينا استبعاد ما يشبه نواة الراديوم المشعة لجسيمات الفا ^{226}Ra على أساس أنها غير مستقرة . هذا غير مرض لأننا يجب أن نعترف بأنها مستقرة تقريباً (حيث أن نصف عمرها 1622 سنة) ، ومن وجهة نظر الكيميائي فإن ذرة الراديوم تعتبر على قدم المساواة مع ذرة الباريوم . وما هو أسوأ هو أننا يجب أن نستبعد النيوترون هو الأخ الثوأم للبروتون ونعتبره كأحد عناصر بناء النواة . بداخل نواة مستقرة فإن النيوترون يكون مستقراً ، مثله في ذلك مثل البروتون ، لكنه يتسلسل عندما يكون حرّاً في الفراغ . لكن عمره المتوسط هو 17 دقيقة ، وهو زمن طويل جداً على أساس المقياس الزمني النووي أو الذري (أى طويل بالمقارنة مع 10^{-24} أو 10^{-8} ثانية) . في تجربة تحدث فيها الظاهرة المدروسة في زمن يقل كثيراً عن 17 دقيقة يتصرف النيوترون وكأنه جسيم مستقر . فعلى سبيل المثال ، يمكننا إجراء تجارب حيود باستخدام النيوترونات مع البلورات .

أخيراً يمكن أن نقول ضد سياستنا في القبول أنه من الممكن أن يحدث أن بعض الأنوية « المستقرة » والتي قبلناها تكون حقيقية غير مستقرة على الرغم من أن أزمنة أعمارها طويلة إلى الدرجة التي لم نكتشف معها عدم استقرارها بعد . من المحتمل أن يؤدي هذا أخيراً إلى استبعاد أشياء قد تم قبولها بالفعل عن اقتناع .

٢١ - على ضوء ما سبق ، فإننا ندرك كرجال منطقيين ضرورة تعديل قواعد القبول . سوف نقبل الآن أجساماً تكون « على درجة صغيرة جداً من عدم الاستقرار » ، وطبقاً لتلك القواعد الجديدة فإننا نرحب بالنيوترون ونواة الراديوم . وهذا يعنى بأننا نتنازل أيضاً عن مطلبنا بأن يكون للجسيم كتلة محددة ، وذلك لأنه كما تعلمنا في الفصل الثالث ، إذا ما كان لنظام ما زمن حياة τ ، فإن الطاقة (وفي هذه الحالة طاقة

السكون للجسيم) تحدد فقط طبقة لقاعدة عدم التيقن بقدر من الخطأ قدره \hbar/τ أو بمعنى آخر ، إذا كان العمر المتوسط للجسيم هو τ ، فإن عدم التيقن في كتلة سكونه يجب أن تكون من القدر

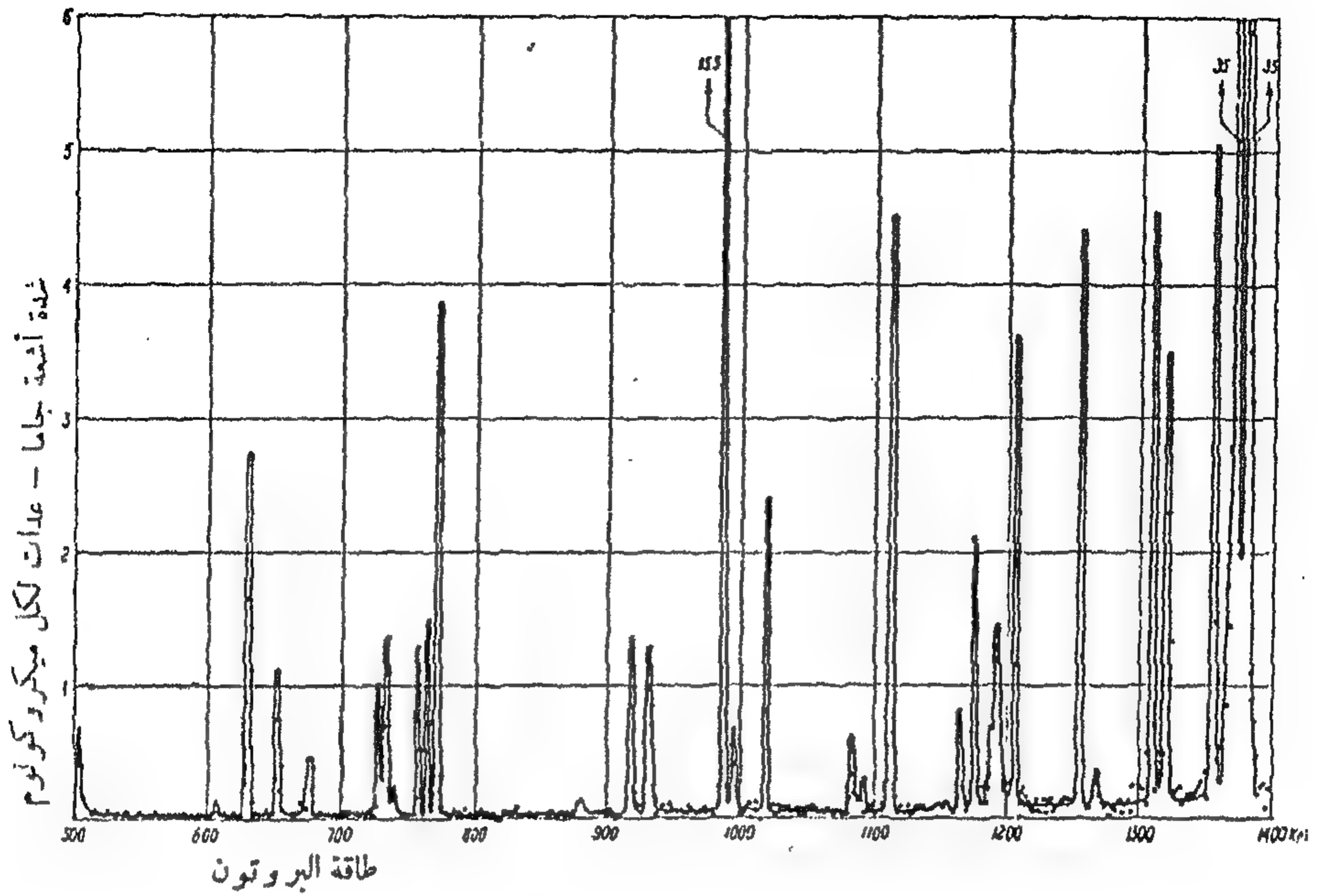
$$\Delta m \sim \frac{\hbar}{\tau c^2} \quad (١٣١)$$

بالنسبة للنيوترون يكون عدم التيقن هذا صغيراً إلى درجة كبيرة جداً - فيحصل عدم التيقن هذا إلى أقل من 10^{-27} amu

٢٢ - في لحظة تخليقنا عن متطلبنا بالاستقرار المطلق من الصعوبة جداً اتخاذ القرار بالقدر الذي سوف يسمح به للجسيم في عدم الاستقرار . الميون له زمن عمر نصف حوالى 10^{-6} ثانية وهو زمن قصير على المقياس العياني ولكنه طويل جداً على المقياس الزمني النووي . ينطبق هذا أيضاً على البيونات المشحونة ، حيث أن لها أزمنة عمر نصف حوالى 10^{-8} ثانية . ويجب إذن قبول تلك الجسيمات . البيون المتعادل له متوسط عمر قدره 10^{-16} ثانية . هذا الزمن مازال يعتبر طويلاً بالمقارنة مع 10^{-24} ثانية . وبالإضافة إلى ذلك فإنه من الواضح أن البيون المتعادل على علاقة مع البيونات المشحونة . تبعاً لذلك فإننا نقبل البيون المتعادل أيضاً ، مع جسيمات أخرى مثل ميزونات K والهيبرونات متوسطات أعمار ميزونات K والهيبرونات هي بصفة عامة من الرتبة 10^{-10} ثانية . لاحظ أن عدم التيقن المناظر في كتل سكونها ، كما هو معطى بالمعادلة (٢١ أ) ، مازال صغيراً جداً بالمقارنة مع كتل سكونها .

٢٣ - يجب علينا الآن اتخاذ القرار عما إذا كان من الواجب علينا قبول كل الحالات المثارة للذرات ، وللجزيئات وللأنوية . من الممكن الجدل في جانب قبولها بأن الكثير من الحالات المثارة لها أعمار طويلة جداً بالمقارنة مع عمر البيون المتعادل ، أو في الحقيقة طويلة بالنسبة لزمن حياة النيوترون . بعض الحالات المثارة تضمحل عن طريق انبعاث جسيمات مادية وبعضها يضمحل عن طريق انبعاث فوتونات . هل من العدل استبعاد الحالات المثارة في حالة قبول « الحالة الأرضية لنواة $^{226}\text{Ra}_{88}$ » ، والتي تضمحل أيضاً عن طريق انبعاث جسيم ؟ بالإضافة إلى ذلك ، فربما أن بعض الهيبرونات يجب اعتبارها « حالات مثارة » للنيوكلليون ؟ (تضمحل كل الهيبرونات إلى جسيمات أخرى ، واحد ، وفقط واحد منها هو النيوكلليون) نجد أنه من الصعوبة جداً مقاومة تلك الضغوط ، وتبعاً لذلك فإننا نقبل « الحالات المثارة » .

٢٤ - ندرك عند هذه النقطة بأن عضويتنا قد تعدت حد المليون بكثير ، وهذا مانجده غير مقبول . إذا كان هدفنا الأساسى هو تكوين مجموعة صغيرة نسبياً من الجسيمات يمكن التعامل معها ، فإن هذا المسعى قد أحبط الآن . بالإضافة إلى ذلك ، فإن تنازلنا الأخير بقبول « الحالات المثارة » يؤدي إلى بعض الشكوك الخطيرة حول كل سياستنا في القبول لرؤية ذلك ، دعنا نأخذ في الاعتبار التعيين العملي لحاله مثارة ، بمعنى مستوى طاقة أعلى من المستوى الأرضى لنظام . في الفصل الثالث قنا بشرح الكيفية التي تبدى بها الحالات المثارة نفسها كحالات رنين في عمليات التناير . ومثال لذلك هو التطاير الرنينى للضوء بواسطة ذرة . إذا ما قنا بقياس تأثير ذرة كمركز تطاير للضوء كدالة لتردد الضوء ، فإننا نحصل على نهايات كبرى حادة عند ترددات تناظر الفروق في الطاقة بين الحالات المثارة والحالات الأرضية . لكن ، هذه الظاهرة غير مقصورة على تطاير الضوء : نصادفها أيضاً في تطاير الجسيمات المادية . شكل ٢٤ أ يوضح مثالا لذلك . المحور الصادى في هذا الشكل هو مقياس لمساحة المقطع المستعرض ، والمنحنى يوضح إذن مساحة المقطع المستعرض المقاسة عملياً ، كدالة للطاقة ، بالنسبة لامتصاص الألومنيوم للبروتونات . القمم الحادة في مساحة المقطع المستعرض تكشف عن أماكن الحالات المثارة في نواة السيليكون الناتجة في التفاعل .



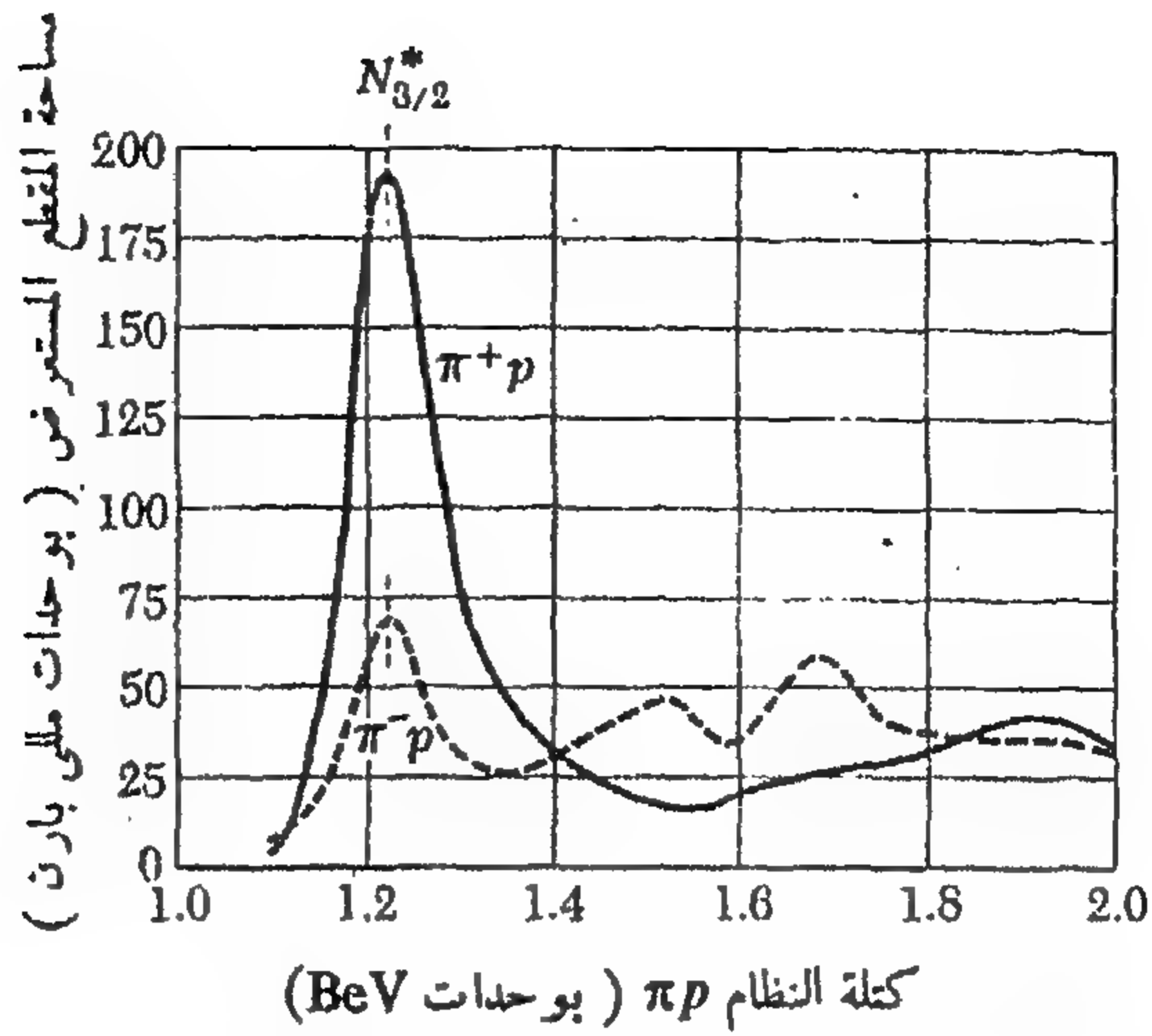
شكل ٢٤ أ منحنى الناتج بالنسبة للتفاعل $Al^{27} + p \rightarrow Si^{28} + \gamma$ مأخوذ من بحث بواسطة

K. J. Brostrom, T. Huus, and R. Tangen,
«Gamma-Ray Yield Curve of Aluminum Bombar-
ded with Protons», *Physical Review* 71, 661
(1947).

المحور الصادي مقياس لمساحة المقطع المستعرض للتفاعل . المحور السيني يمثل
طاقة الحركة للبروتونات الساقطة ، بوحدات keV ، في مناط إسناد المعمل .
القمم الحادة تمثل رنيناً . يكشف الرنين عن وجود حالات مثارة في نواة
السيليكون ناتجة في التفاعل .

(بالأذن من *The Physical Review*)

تعتبر سعة قمة الرنين T مقياساً لعدم التيقن في طاقة الحالة المثارة المناظرة . طالما كان الرنين حاداً جداً فإن
تفسير الرنين كتجمل لحالات مثارة يعتبر أمراً واضحاً . لقد اتفقنا على أن تكون مثل هذه الحالات المثارة
« جسيمات » . دعنا نفحص الآن شكل ٢٤ ب الذي يوضح مساحة المقطع المستعرض لتطاير البيونات من
البروتونات ، كدالة للطاقة . يوضح المنحنى الخاص بتطاير البيونات الموجية قمة واحدة بارزة في مساحة المقطع
المستعرض ، بالإضافة إلى « بروز » بسيط عند طاقة أعلى . تبدي مساحة المقطع المستعرض بالنسبة للبيونات
السالبة ثلاث قمم متواضعة التحديد . هل كل هذه القمم مناظرة لجسيمات ؟ اتجاه الكثير من الفيزيائيين في هذه
الأيام هو القول بأنها تناظر جسيمات . كتل هذه « الجسيمات » (؟) هي ببساطة الأحداثيات السينية للنهايات
المغلقة .



شكل ٢٤ ب المنحنيان يوضحان مساحة المقطع المستعرض المشاهدة في تطاير البيونات الموجبة السالبة من البروتونات . المحور الصادي يمثل مساحة المقطع المستعرض الكلية بالمللي بارن ، ويمثل المحور السيني الطاقة الكلية للبيون والبروتون في مناط إسناد مركز الكتلة . من الملائم التعبير عن الطاقة بهذه الطريقة ، وذلك لأن مكان القمة البارزة يناظر مباشرة كتلة « الجسم » أو حالة الرنين .

لاحظ القمم الكبيرة عند طاقة حوالى 1.238 BeV . تناظر هذه الطاقة طاقة حركة للبيون حوالى 195 MeV في مناط إسناد المعمل الذى يتصادم فيه البيون الساقط مع بروتون في حالة سكون . لقد رمزنا إلى ذلك الرنين بالرمز $N_{3/2}^*$ أيضاً يوجد الرمز $\Delta(1238)$ بكثرة في المنشورات .

٢٥ - والمشكلة التى نواجهها هى المكان الذى نرسم فيه الخط . فوفن المؤكد أننا لا نريد بأن كل « بروز » صغير يظهر في منحنى المقطع المستعرض كدالة للطاقة يدل على وجود جسم ، ولكن من جهة أخرى ، فإن أى قاعدة تعطى على أن الرنين يجب أن يكون ضيقاً « لدرجة كافية » حتى نقبله محمداً للجسم تعتبر قاعدة اختيارية إلى حد ما . وبمعنى آخر : إذا ما كنا لنقبل شيئاً في مجموعة الجسيمات فلا يمكن إذن أن يكون فترة عمره قصيرة جداً ، لكن أين يمكننا رسم الخط ؟ .

دعنا نعد فحصر أهدافنا . ربما لانجئ شيئاً في الحقيقة بمحاولتنا التعريف بدقة ماذا نقصد بالجسم بصفة عام . أخذتنا محاولتنا في هذا المضمار إلى نوعية من الأشياء فيها الملايين من الأعضاء ، تحتوى ، ضمن جسيمات أخرى أشياء متميزة كيفياً مثل البيونات وجزيئات البروتون . تبعاً للاستخدام العام للغة الإنجليزية فيمكن منطقياً أن تسمى هذه الأشياء بجسيمات ، لكن من الصعوبة أن نتوقع تعلم أى شيء أساسى عن التفاعلات البينية الأساسية إذا ما حاولنا معاملة البيونات في نظريتنا الأساسية على قدم المساواة مع جزيئات البروتون . من الواضح أن بعض الجسيمات عبارة عن أنظمة مركبة ويجب علينا وصفها في نظريتنا كذلك : يجب أن « نصفها » بدلالة التفاعلات البينية لمركباتها الأكثر أولية .

من وجهة نظر عملية يمكننا التفكير في هيكل من عدد متزايد من الجسيمات الأولية . فسوف تختلف نظرتنا عن « المكونات الأولية » لنظام مركب وذلك تبعاً لنوعية الظاهرة الفيزيائية التي ترغب في تدارسها . من الدارج في الاستخدام العام للغة الإنجليزية القول بأن الجزيء عبارة عن حالة مترابطة لذرات ، وأن الذرة هي حالة مترابطة من النواة وعدد من الألكترونات ، وأن النواة هي حالة مترابطة من بروتونات ونيوترونات . لكن ، ليس من الواضح بأي طريقة يكون البروتون ، والنيوترون ، والألكترون حالات مترابطة من أى شيء آخر : من الممكن أن تكون ضمن الجسيمات الأولية النهائية . وهذا فإنها أشياء ذات اهتمام خاص في نظرية أساسية .

٢٦ - دعنا نتدارس الفئة الفرعية من الجسيمات الأولية (الحقيقية ؟) ضمن كل جسيماتنا . وسوف يكون مبدؤنا الأول هو عدم قبول أى شيء يكون « من الواضح مركباً » في هذه المجموعة الصغيرة المنزلة . ناقشنا في الفصل الأول بعض المعايير العملية فيما يختص بالطبيعة المركبة أو الأولية لجسيم . كل الذرات ، وكل الجزيئات ، وأيضاً كل الأنوية الأثقل من البروتون تكون من الواضح مركبة وإذن سوف نستبعدا من فئتنا الفرعية الجديدة . يبقى لنا إذن بعد ذلك حوالى مائة جسيم لاتبدو مركبة . نقبل البروتون ، والنيوترون ، والبروتون المضاد ، والنيوترون - المضاد ، والهبرونات طويلة العمر وجسيماتها المضادة ، والبيونات وميزون K^- ، والميونات والنيوترينوات ، والألكترون والبوزيترون ، والفوتون . وفيما عدا البروتون ، والبروتون - المضاد ، والألكترون ، والبوزيترون ، والفوتون والنيوترينوات ، فإن كل تلك الجسيمات غير مستقرة ، لكن من وجهة نظر مناقشتنا السابقة فسوف لانستخدم الاستقرار المطلق كشرط للقبول .

جدول ٢٦ (أ) : اللبتونات :

الجسيم	الشحنة	الكتلة MeV
الألكترون e^- البوزيترون e^+	$-e$ $+e$	0.511 0.511
μ^- الميسونات μ^+	$-e$ $+e$	105.7 105.7
نيوترينو e^- ν_e مضاد النيوترينو e^- $\bar{\nu}_e$	0 0	0 0
نيوترينو μ^- ν_μ مضاد النيوترينو μ^- $\bar{\nu}_\mu$	0 0	0 0

الميونات غير مستقرة وتضمحل تبعاً لـ : $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu} + \nu$ (من المفروض أن يكون أحد النيوترينوات μ^- ، والآخر نيوترينو e^-) . العمر المتوسط للميونات هو $2.20 \times 10^{-6} \text{ sec}$. الجسيمات الأخرى مستقرة : كل اللبتونات لها كمية تحرك زاوية مغزلية $1/2$.

تقسم الجسيمات الأولية إلى أربع طوائف . والفوتون هو العضو الوحيد في الطائفة الأولى . الطوائف الثلاث الأخرى هي اللبتونات ، والميزونات والباريونات (متضمنة الباريونات المضادة) . وتتضمن الجداول ٢٦ أ - ج بعضاً من خواص اللبتونات وأيضاً الميزونات والباريونات الأكثر احتكاماً* . (أنظر أيضاً جدول ب في الملحق) .

جدول ٢٦ (ب) : ثمانية الميزون الأساسية :

الجسيم	الكتلة <i>MeV</i>	متوسط زمن الحياة <i>sec</i>	طرق الاضمحلال الأساسية
π^+ π^- البيونات المشحونة	139.60	2.61×10^{-8}	$\mu^+ \nu_\mu$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu$
π^0 البيون المتعادل	134.98	0.89×10^{-16}	$\gamma \gamma$ $\gamma e^+ e^-$
K^+ K^- ميزونات K المشحونة	493.8	1.23×10^{-8}	$\mu^\pm \nu$ $\pi^\pm \pi^0$ $\pi^\pm \pi^+ \pi^-$
K^0 \bar{K}^0 ميزونات K المتعادلة $\left\{ \begin{matrix} K_1 \\ K_2 \end{matrix} \right.$	497.9	0.87×10^{-10} 5.68×10^{-8}	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi \mu \nu$ $\pi e \nu$
η ميزون - إيتا	548.6	? $< 7 \times 10^{-20}$ $> 7 \times 10^{-21}$	$\gamma \gamma$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \gamma \gamma$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$

الميزون بعاليه لها كمية تحرك زاوية مغزلية 0 وعدد باريوني 0 . ميزوني K المتعادلين K^0 و \bar{K}^0 يتصرفان في اضمحلالهما وكأنهما . مخاليط « من جسيمين K_1 و K_2 بأزمنة حياة مختلفة وباختلافات كتلية ضئيلة جداً . البروتون

* يبدو أن المصطلحات الخاصة بالجسيمات الأولية قد تم اختراعها في سبيل الإنجاء بحو يوناني كلاسيكي للموضوع . على الرغم من أن معرفة المؤلف باللغات الكلاسيكية محدودة للغاية ، فإنه يشعر بأن لديه سبباً كافياً جداً للشك في أن المبادئ اللغوية التي يركز عليها هيكل المصطلحات الصوتية « اليونانية » ليست صحيحة كلية .

جدول ٢٦ (ج) : ثمانية الباريونات الأساسية :

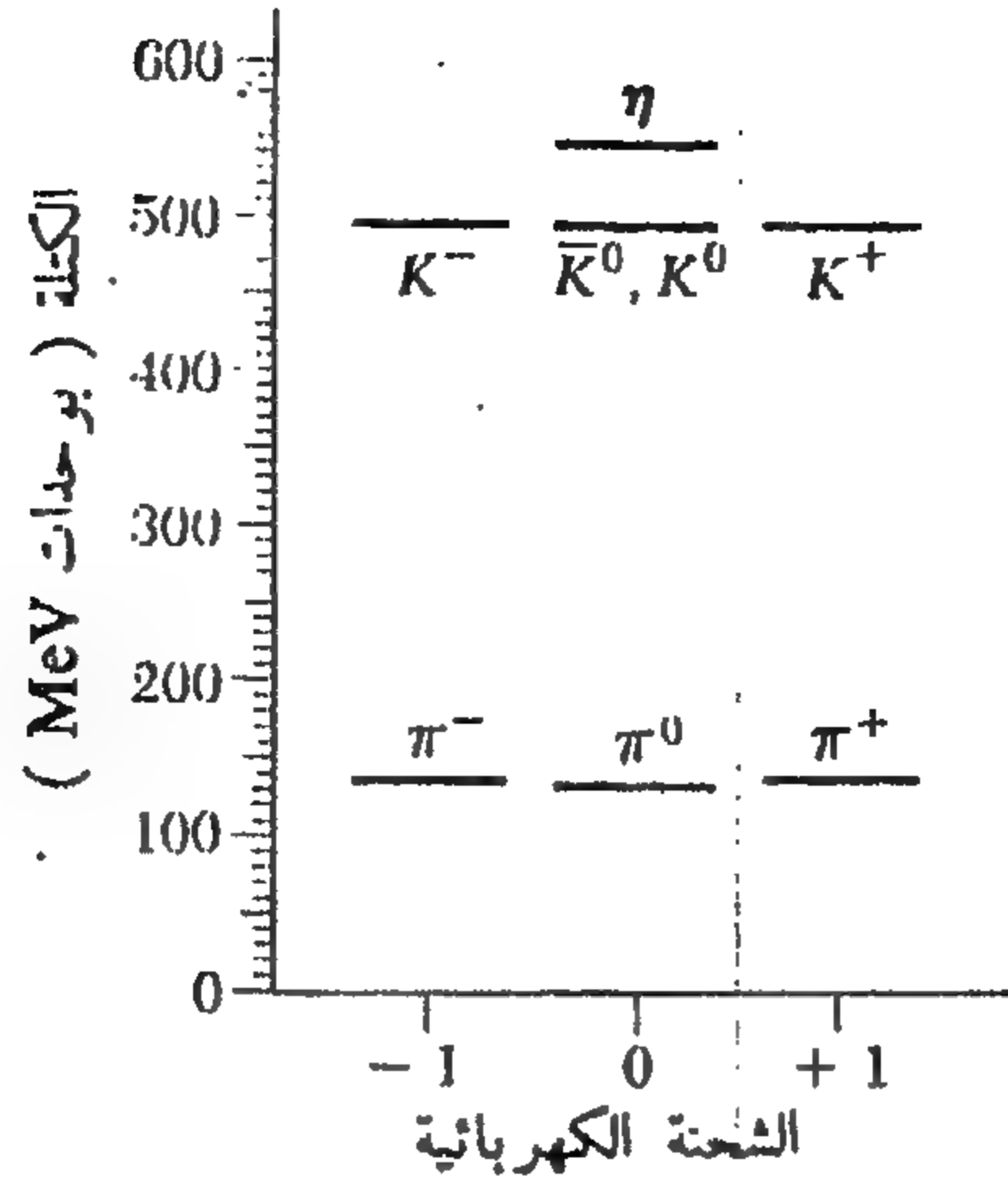
الجسيم	الكتلة MeV	متوسط زمن الحياة sec	طرق الاضمحلال الأساسية
البروتون p	938.256	1.01×10^3	$pe^{-}\bar{\nu}$
النيوترون n	939.550		
هيزون لامبدا Λ	1115.58	2.51×10^{-10}	$p\pi^{-}$ $n\pi^0$
هيزونات - سيجما Σ^{+} Σ^0 Σ^{-}	1189.47	0.81×10^{-10}	$p\pi^0$ $n\pi^{+}$
	1192.56	$< 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$
	1197.44	1.65×10^{-10}	$n\pi^{-}$
جسيمات التابع Ξ^0 Ξ^{-}	1314.7	3.0×10^{-10}	$\Lambda\pi^0$
	1321.2	1.7×10^{-10}	$\Lambda\pi^{-}$

هذه الجسيمات جميعاً لها كمية تحرك زاوية مغزلية $1/2$ وعدد باريوني $1 + 0$. يوجد ثمانية للباريونات المضادة تحتوي على الجسيمات المضادة للجسيمات بعالية . الجسيمات المضادة لها نفس الكتلة ، المغزلية ، ومتوسط العمر ، لكن لها شحنات وإعداد باريونية مضادة .

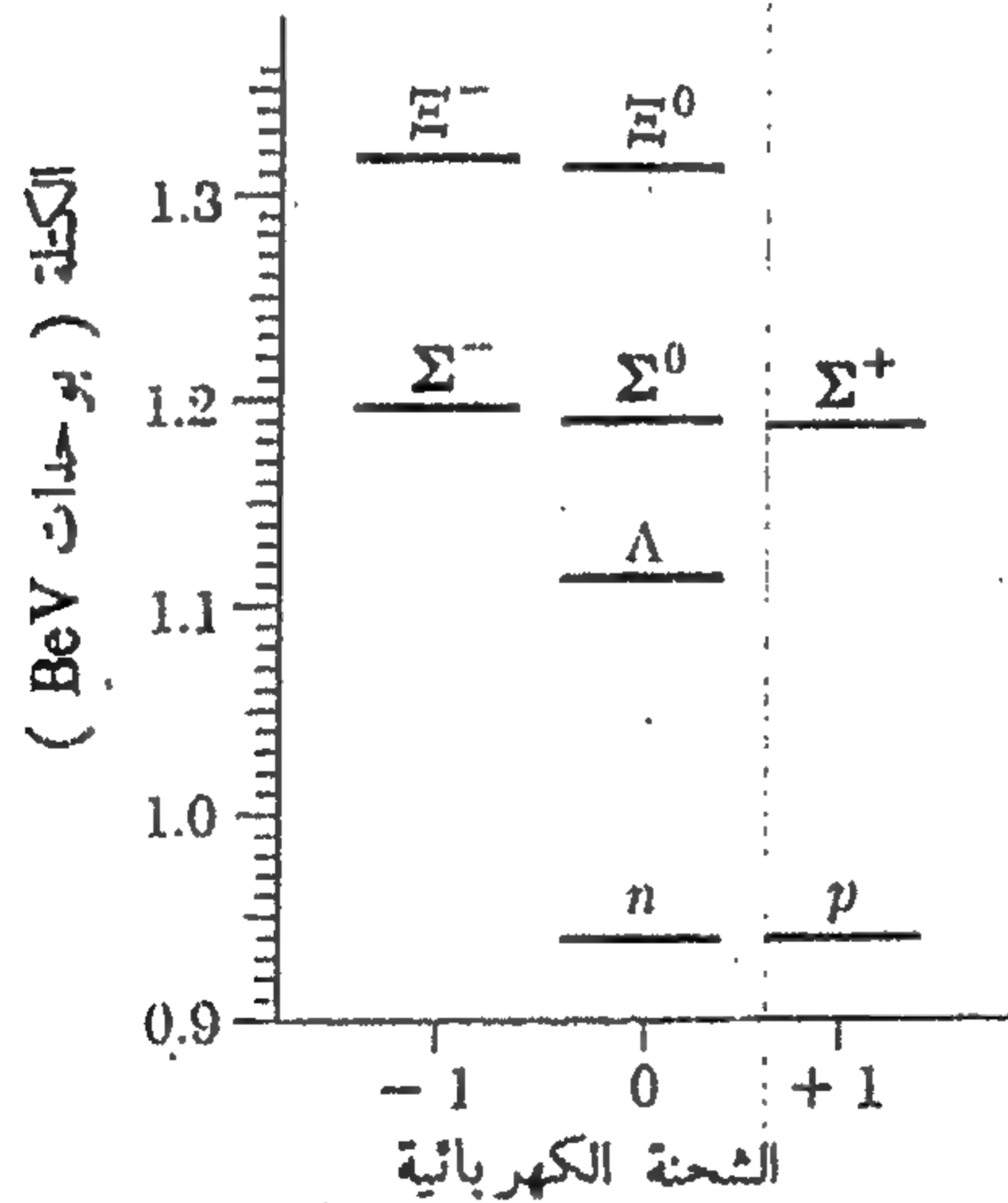
٢٧ - نرى في الشكلين ٢٧ أ - ب الميزونات والباريونات المدرجة في الجدولين ٢٦ ب - ج على صورة رسومات بيانية تماثل إلى درجة كبيرة تخطيطات الحدود التي تمت مناقشتها في الفصل الثالث . يمثل كل جسيم بخط أفق قصير على رسم بياني يمثل فيه المحور الصادي الكتلة الساكنة (بوحدات MeV) والمحور السيني الشحنة الكهربائية (يبين مركز الخط الأفق شحنة الجسيم) .

طبعاً للأفكار السائدة يجب اعتبار رسوماتنا البيانية للجسيمات على أنها مكافئة تماماً لتخطيطات الحدود بالنسبة للذرات . يناظر كل رسم بياني « متعددة » من جسيمات شديدة الارتباط ببعضها البعض والتي يمكن اعتبارها في مفهوم معين وكأنها حالات مختلفة للجسيم « العام » المتعددة .

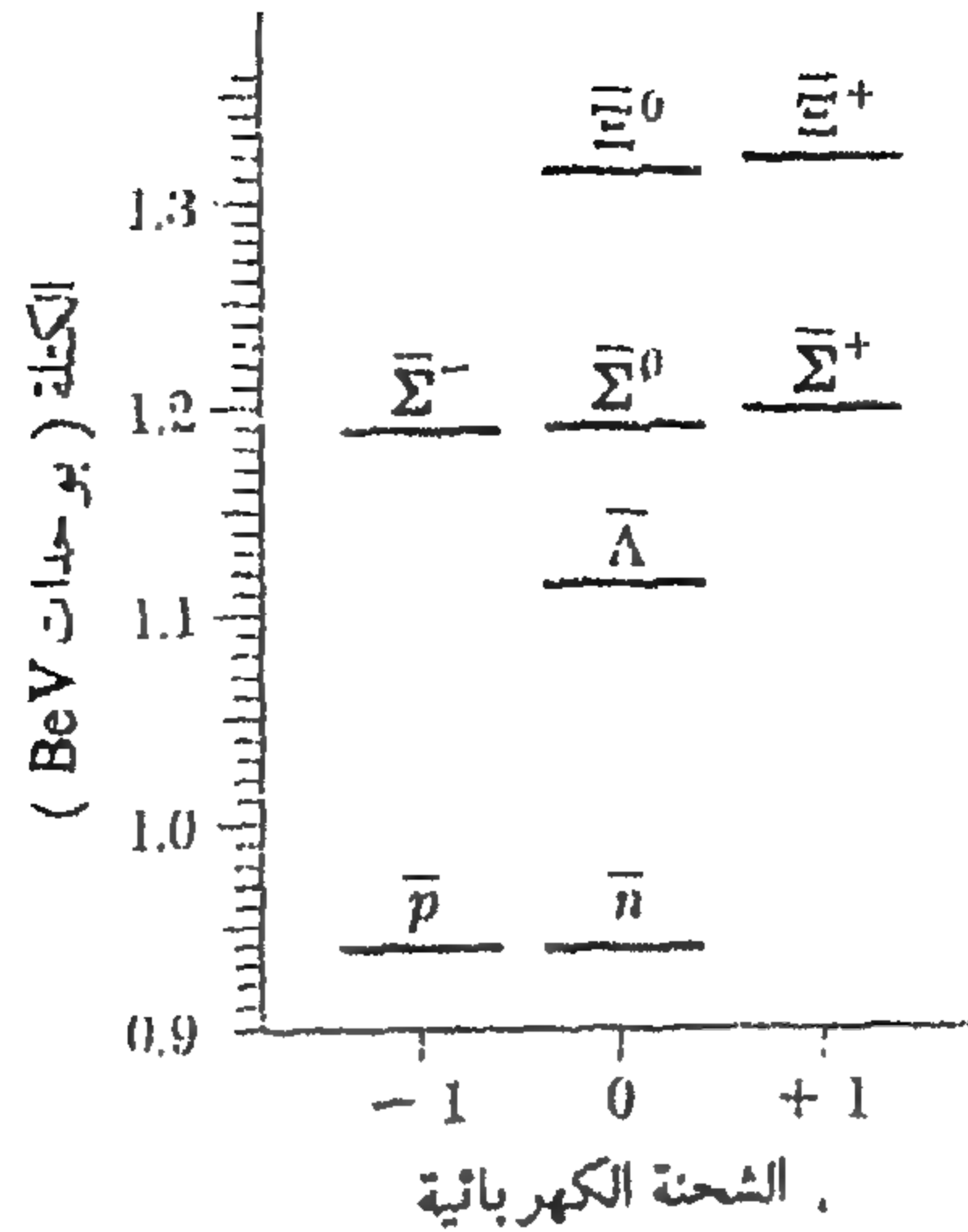
يبين شكل ٢٧ ج متعددة الباريونات - المضادة مكونة من ثمانية من الجسيمات هي الجسيمات المضادة للثمانية باريونات المبينة في شكل ٢٧ ب . الجسيمات المضادة للميزونات المبينة في شكل ٢٧ أ محتواه في نفس الرسومات البيانية : ونعبر عن ذلك بقولنا بأن الثمانية الميزونية مترافقة ذاتية . البيون السالب إذن هو الجسيم المضاد للبيون الموجب وميزون K السالب هو الجسيم المضاد لميزون K الموجب . الجسيمان المرموز لهما بالرمزين K^0 و \bar{K}^0 يكونان زوجاً من جسيم - جسيم مضاد . البيون المتبادل وميزون إيتا هما ذاتياً جسيماتهما المضادة .



شكل ٢٧ أ الطيف الكتلي للثمانية الميزونية والتي تنتمي إليها البيونات وميزونات K . كل تلك الجسيمات لها عدد باريوني مساو للصفر و كمية تحرك زاوية مغزلية مساوية للصفر. ميزوني K المتعادلتي K^0 و \bar{K}^0 ويرمز لهما بالخط المزدوج في تخطيط الحدود، لهما نفس الكتلة إلى درجة دقة هذا الرسم البياني، أزواج الجسيم - الجسيم المضاد موضوعه يتماثل بالنسبة للخط الرأسى المناظر للشحنة صفر. الجسيان π^0 و η هما ذاتياً نفس جسيماتهما المضادة. الجسيم \bar{K}^0 هو الجسيم المضاد للجسيم K^0 .



شكل ٢٧ ب الطيف الكتلي للثمانية الباريونية والتي ينتمى إليها البروتون (p) والنيوترون (n). كل هذه الجسيمات لها عدد باريوني +1 و كمية تحرك زاوية مغزلية $1/2$. يمكن تفسير هذا الشكل على أنه تخطيط للحدود، يبين الحالات الثماني المختلفة « للجسيم العام » المصاحب لهذه المتعددة.



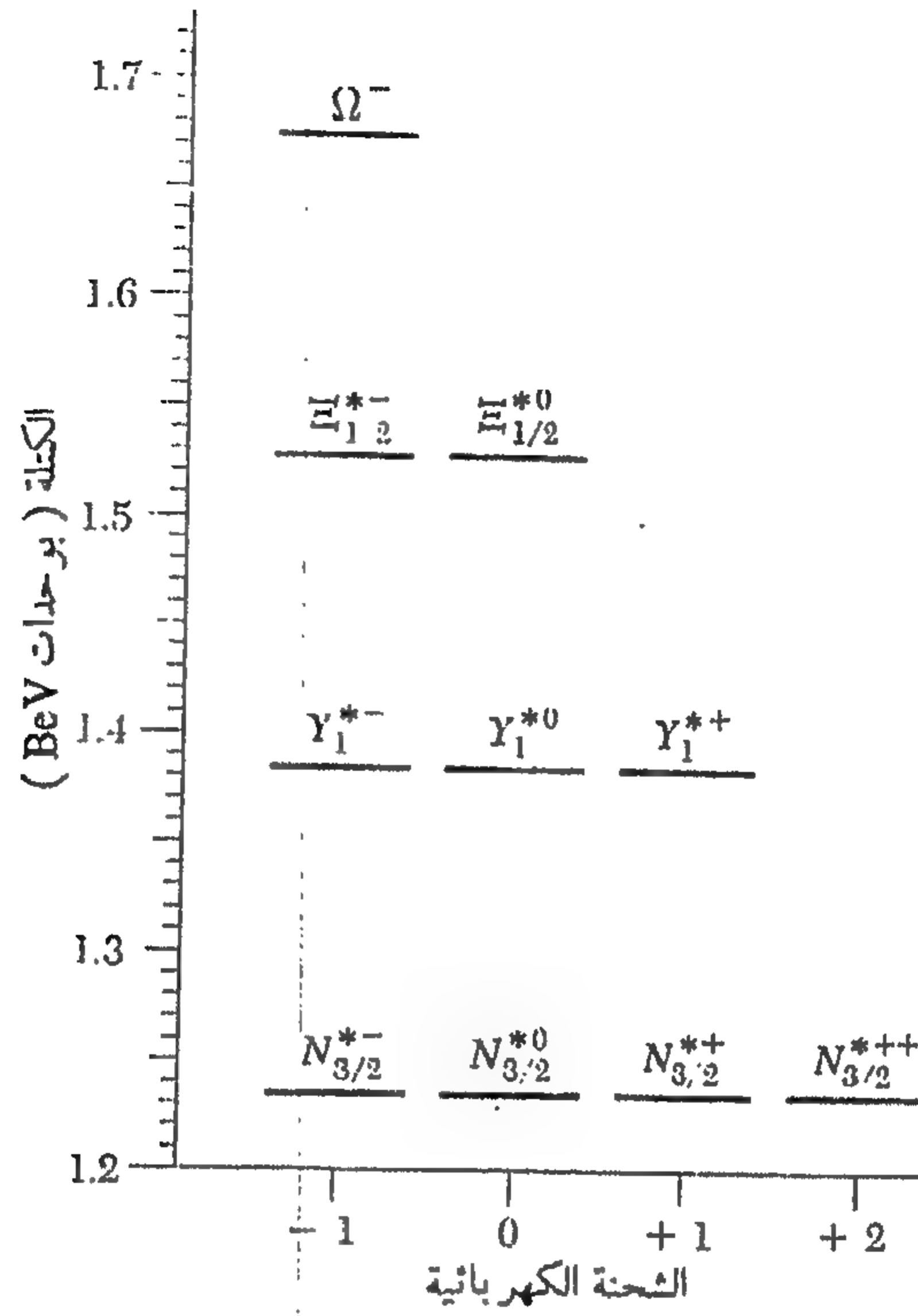
شكل ٢٧ جـ الطيف الكتلي لثمانية الباريونات - المضادة والتي تتضمن الجسيمات المضادة للجسيمات المبينة في شكل ٢٧ ب كل الجسيمات في المتعددة التي على اليمين لها عدد باريوني 1 - و كية تحرك زاوية مغزلية 1/2 .
إذا ما عكسنا الرسم البياني للباريونات بالنسبة لنقط الرأسى المناظر للشحنة صفر نحصل على الرسم البياني المناظر للباريونات المضادة والعكس صحيح .

يبين شكل ٢٧ د متعددة من عشرة باريونات متضمنة الرنين المرموز له بالرمز $N^{*}_{3/2}$ في شكل ٢٤ ب . مكانة تلك الجسيمات (الرنين) ربما مازالت ممرضة لبعض الشك ، لكن معظم الفيزيائيين في أيانا هذه سيكونون على استعداد لقبولها ضمن الجسيمات الأولية .

٢٨ - نصنف التفاعلات المتبادلة الموجودة في الطبيعة إلى تفاعلات متبادلة قوية (تنتمي « القوى النووية » إلى هذه الفئة) ، وتفاعلات متبادلة كهرومغناطيسية ، وتفاعلات متبادلة ضعيفة وتفاعلات متبادلة جاذبية تتفاعل الميزونات ، والباريونات والباريونات المضادة كلها تفاعلا تبادلياً قوياً مع بعضها البعض . ولا يتأثر الفوتون واللبتونات بالتفاعلات المتبادلة القوية إذ تخضع تصرفاتها للتفاعلات المتبادلة الكهرومغناطيسية والضعيفة . والجسيمات التي تتفاعل مع بعضها تفاعلا تبادلياً قوياً (والتي كثيراً ما يشار إليها حالياً بالهادرونات) تشارك أيضاً في التفاعلات المتبادلة الكهرومغناطيسية والضعيفة . والكثير من الجسيمات غير المستقرة من بينها تحصل « عن طريق » التفاعلات المتبادلة الضعيفة ، وتبعاً لذلك فإن لها أزمنة أعمار طويلة جداً تبعاً للمقياس الزمني النووي .

وتخضع التفاعلات المتبادلة للجسيمات الأولية لعدد من قوانين البقاء (الحفاظ) ومبادئ التماثل الالافقة جداً للأنظار . وينص أحد قوانين الحفاظ هذه على أن الشحنة الكهربائية الكلية تظل ثابتة في كل التفاعلات المتبادلة* . ويوجد قانون مشابه بالنسبة للعدد الباريوني

* الحفاظ على الشحنة الكهربائية هو مبدأ أساسي من مبادئ النظرية الكهربائية والمغناطيسية أنظر سلسلة بير كلى للفيزياء المجلد الثاني ، الكهربائية والمغناطيسية ، صفحة 4 ، لمناقشة هذه النقطة .



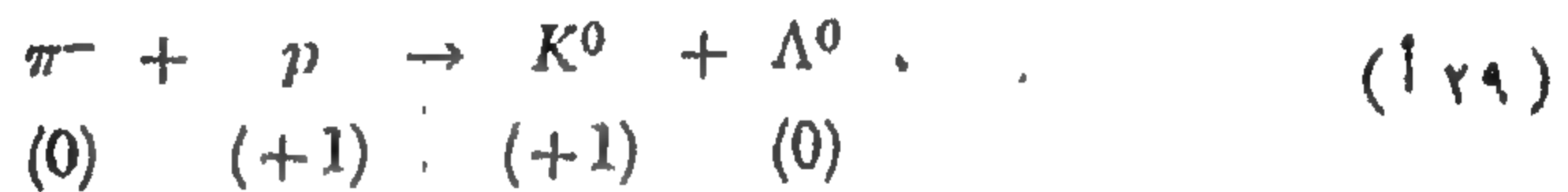
شكل ٢٧ د تخطيط حدود يبين متعددة من عشرة باريونات تتضمن أكثر الرنينات بروزاً في تطاير البيون - والنيوكليون . (أنظر شكل ٢٤ ب لمساحة المقطع المستعرض للبيون - والنيوكليون) يرمز إلى الرنينات في الشكل بالرمز $N_{3/2}^{*}$. (يستخدم الرمز Δ أيضاً فيما ينشر عن تلك الجسيمات) . كل الجسيمات المبينة لها عدد باريوني $+1$ و كية تحرك زاوية منزلية $\frac{1}{2}$.

تناسق الجسيمات في التشكيل الموضح عاليه يدعو حتماً إلى الدهشة . وليست التفاصيل في الوقت الحال مفهومه بالقدر الكافي . يمكن تفهم السبب ، في دمج رنينات البيون - والنيوكليون في متعددة من عشرة جسيمات على أساس مبدأ التماثل المعروف بطريق الثماني طيات . حقيقة تم توقع جسيم أوميغا السالب نظرياً قبل اكتشافه عملياً . وزمن العمر المتوسط لهذا الجسيم هو $1.5 \times 10^{-10} \text{ sec}$. كل الجسيمات الأخرى في الرسم البياني لها أزمان متناهية القصر .

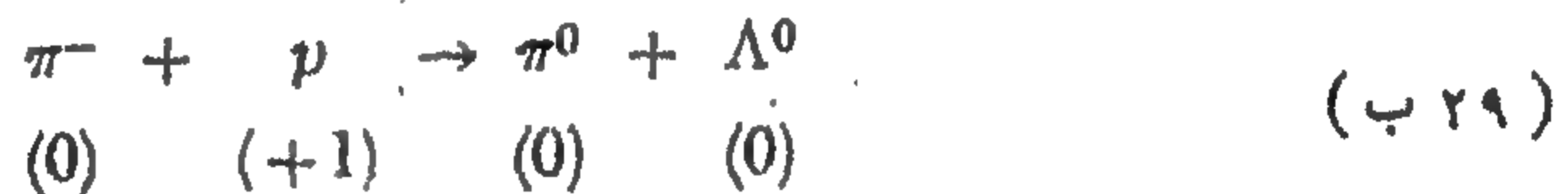
اذ ما خصصنا عدد باريوني مساوياً للصفر للفوتون ، وللبتونات والميزونات ، وعدد باريوني 1 + للباريونات في جدول ٢٦ ج وعدد باريوني 1 - للباريونات - المضادة المناظرة ، فسوف نتسكن إذن من التقرير بأن العدد الباريوني الكلي محافظ عليه في كل التفاعلات المتبادلة . المبدأ « يصف » في مفهوم معين استقرارية البروتون . بما أن البروتون هو الأخف ضمن الباريونات فإنه لا يمكن أن يضمحل إلى أى جسيمات أخرى دون نقض لمبدأ الإبقاء أو الحفظ .

٢٩ - يعتقد بأن قانوني الحفظ اللذين تم ذكرهما يتحققان بالنسبة لكل التفاعلات المتبادلة . وتعرف قوانين حفظ أخرى وتبدو بأنها تميز الأنواع المختلفة من التفاعلات المتبادلة . كثال لذلك الحفظ على شىء يعرف بالشحنة الزائدة بواسطة التفاعلات المتبادلة ، القوية والكهرمغناطيسية . يمكننا تخصيص عدد كمى للشحنة الزائدة (عدد صحيح) لكل واحد من الجسيمات الأولية التفاعل البينى بطريقة يتم بها دائماً الحفظ على الشحنة الزائدة في كل العمليات القوية والكهرمغناطيسية . لكن التفاعلات البينية الضعيفة لا تحافظ على الشحنة الزائدة . تبين الرسومات البيانية في الأشكال ٢٩ أ - د تخصيص الأعداد الكمية للشحنة الزائدة لجسيمات مختارة متفاعلة بينياً تفاعلاً قوياً .

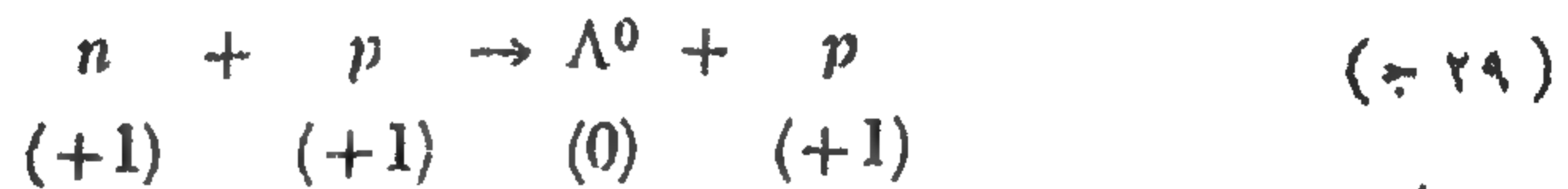
دعنا نعتبر بعض أمثلة توضح ما يعنيه الحفظ على الشحنة الزائدة . التفاعل



متاح تبعاً لمبدأ الحفظ على الشحنة الزائدة ، ومعروف جيداً بأنه يحدث عندما تتصادم بيونات سالبة ذات طاقة كافية مع بروتونات . (الأعداد تحت رموز الجسيمات تبين شحنتها الزائدة) . التفاعل



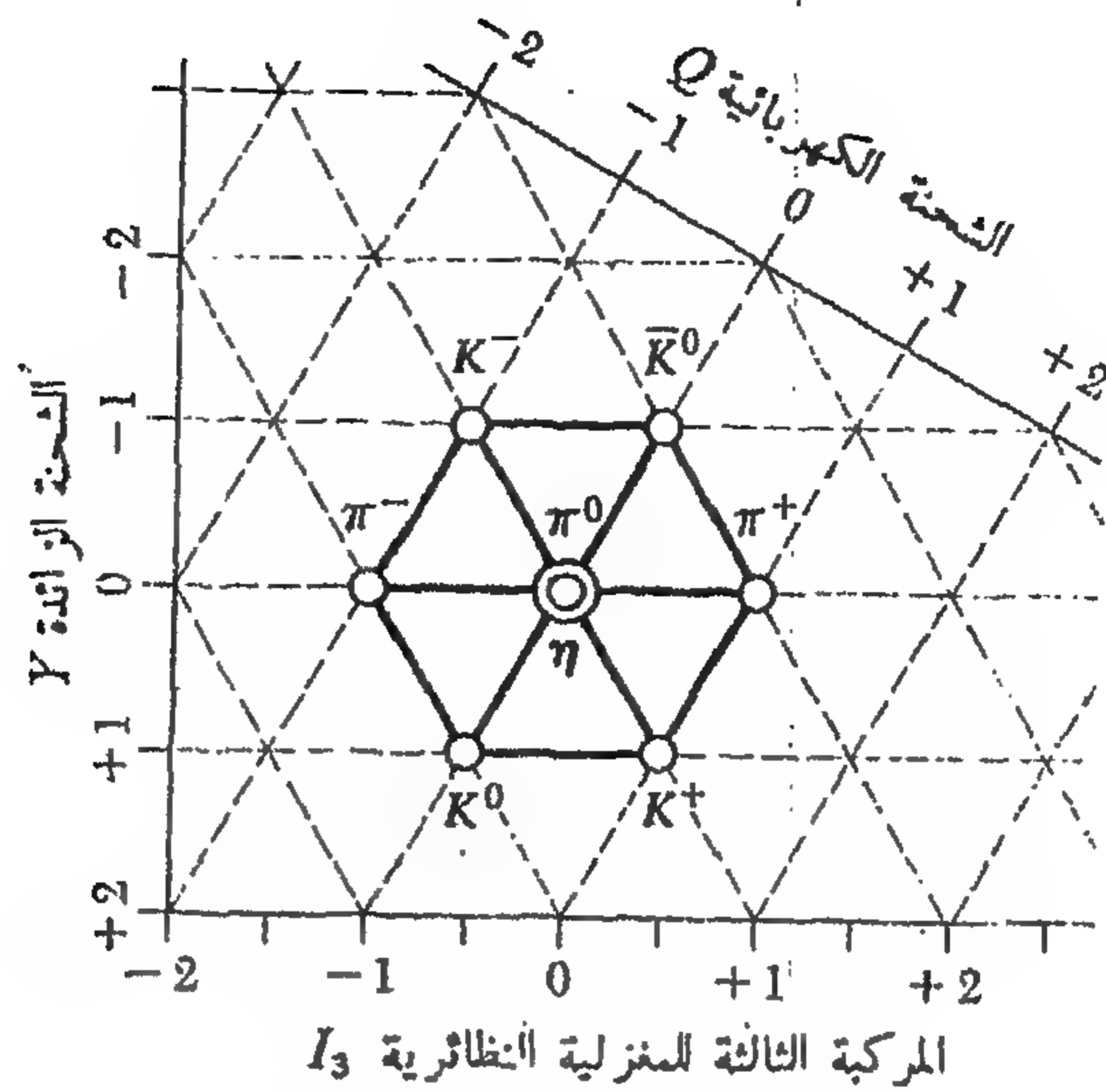
منوع حدوثه بواسطة مبدأ الحفظ على الشحنة الزائدة . هذا يعنى على وجه الخصوص بأنه لا يمكن أن ينتج جسيم لا مبدأ في تصادم بيون - بروتون إلا في الحالة التي توجد فيها طاقة كافية لتخليق ميزون K تبعاً للتفاعل (٢٩ أ) . لم يحدث مشاهدة مثال للتفاعل (٢٩ ب) أبداً . التفاعل



هو أيضاً غير متاح . وعدم حدوثه في الطبيعة كتفاعل بينى قوى يعتبر أمراً عملياً راسخاً . أحد نماذج الاضمحلال لجسيم لامدا يكون



الأمر الذى يخالف الحفظ على الشحنة الزائدة . التفاعلات البينية الضعيفة مسئولة عن هذا الاضمحلال ، وذلك واضح من المعدل النسبى البطيء الذى يحدث به الاضمحلال . التعليل بالنسبة لزمن العمر الطويل لجسيم لامدا (زمن عمر متوسط 10^{-10} sec) يعتبر طويلاً على المقياس « النوى » (الزمنى) هو أن مبدأى الحفظ على العدد الباريوني والشحنة الزائدة يمنعانها من الاضمحلال بأية وسيلة أخرى غير التفاعلات المتبادلة الضعيفة .



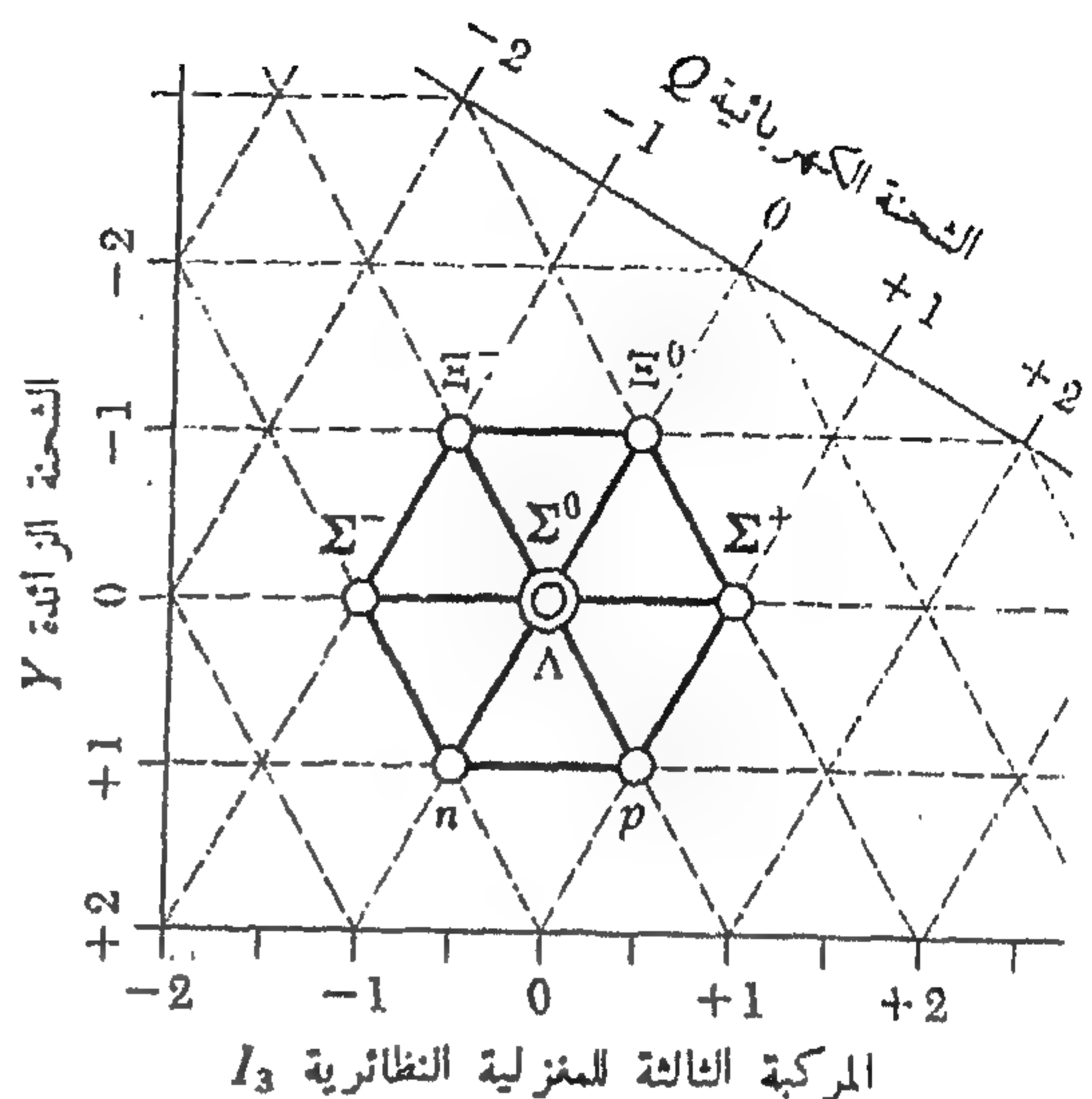
شكل ٢٩ أ رسم بياني يوضح الشحنة الكهربائية والشحنة الزائدة للجسيمات التي في الثمانية الميزونية المبين طيفها الكتلي في شكل ٢٧ أ . الشحنة الزائدة الكلية يحافظ عليها في تفاعل بين قوى أو كهرومغناطيسي . الشحنة الكلية يحافظ عليها في كل التفاعلات البينية .

يصبح التشكيل مبهجاً للعقل على وجه الخصوص إذا مارسنا الجسيمات على شبكة أحداثيات سداسية كما هو مبين بعاليه . تتنبأ نظرية طريق الثماني طيات للتائل بأن التشكيل يجب أن يكون كما هو مبين بالنسبة لمثل هذا الرسم . وعلى وجه الخصوص تتنبأ النظرية بجسيمين في مركز الرسم ، في هذه الحالة الجسيمان π^0 و η .

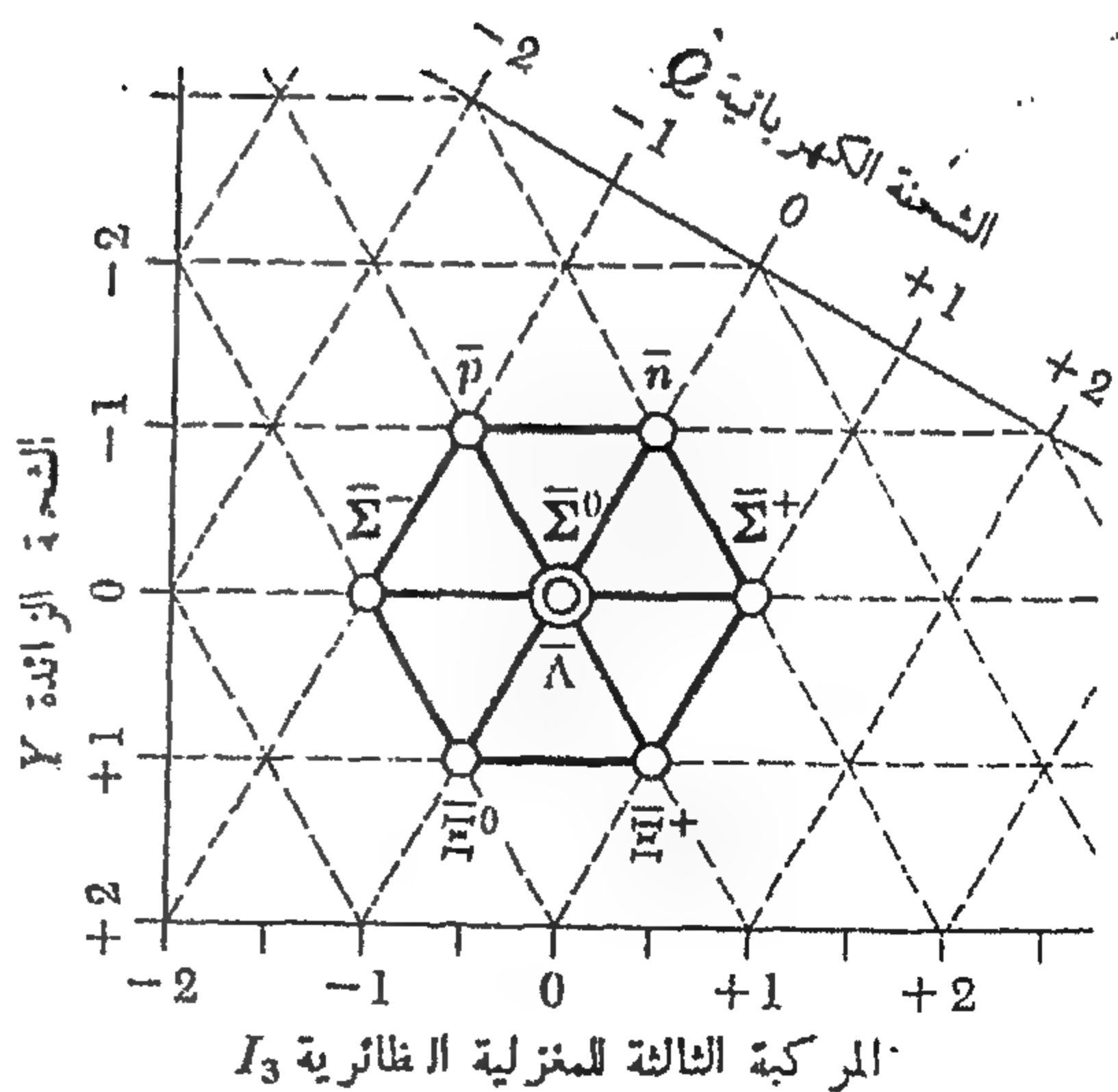
يمر المحور السيني عن عدد كمي آخر شائع الاستخدام ويسمى بالمركبة الثالثة للمغزلية النظائرية . هذه الكمية يرمز لها بالرمز I_3 (يحافظ عليها أيضاً في كل التفاعلات البينية القوية والكهرومغناطيسية .

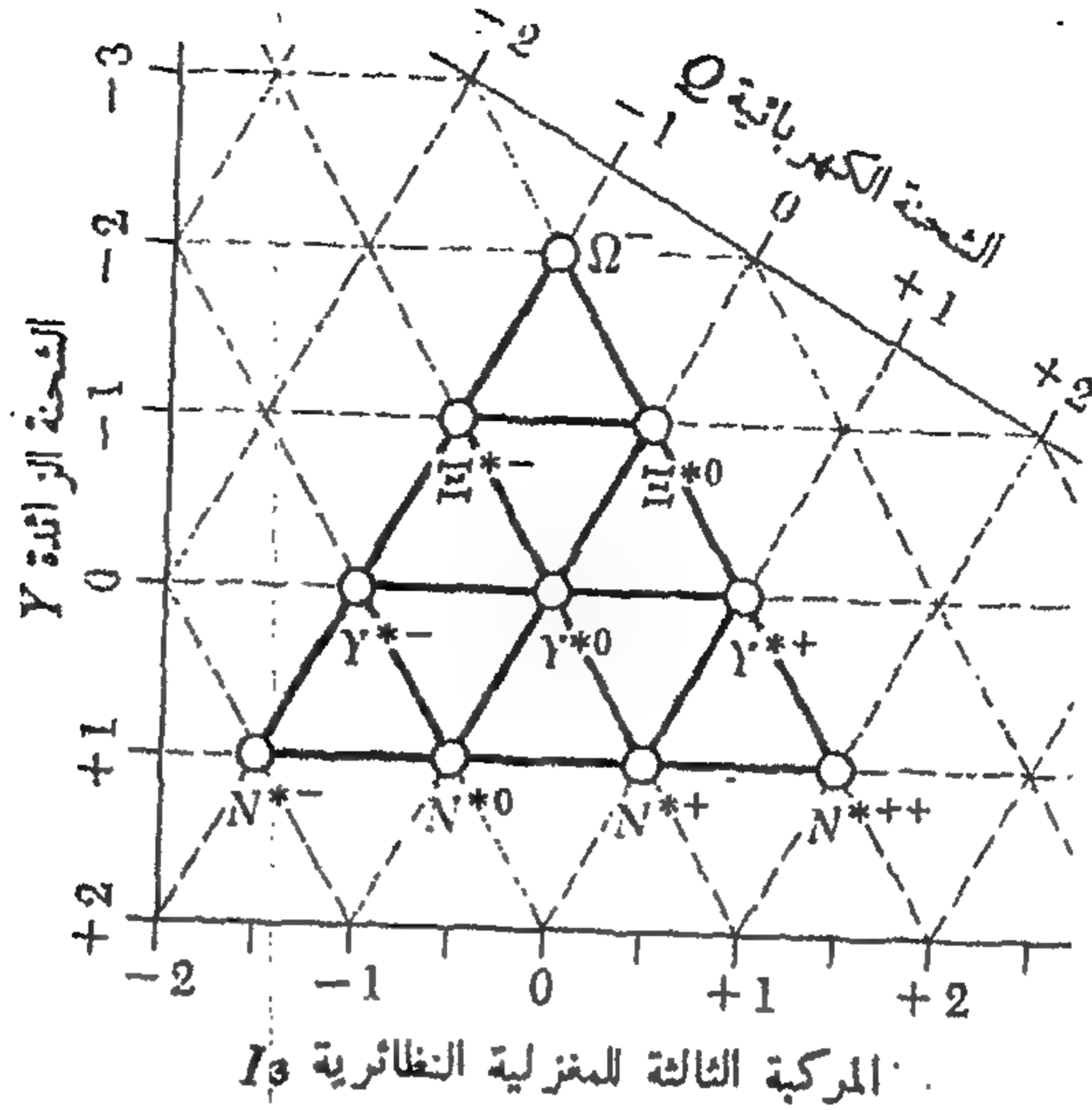
كل الجسيمات بالشكل لها عدد باريوني 0 و كمية تحرك زاوية مغزلية 0 .

شكل ٢٩ ب شكل تماثل خاص بنظرية طريق الثماني طيات بالنسبة للثمانية الباريونية والتي ينتمى إليها البروتون والنيوترون . يجب أن يفهم بوضوح بأن تشكيل الجسيمات في رسم ينافي للشحنة الزائدة مع الشحنة يتم تحديده بواسطة القيم المشاهدة عملياً هذه المقادير . يعبر الشكل إذن عن نتائج عملية ، والتي على الرغم من ذلك تجد مكانها بطريقة جيدة جداً في نظرية طريق الثماني طيات للتماثل . لاحظ أن هيكل هذه الثمانية هو نفس هيكل الثمانية الميزونية المبينة في شكل (٢٩ أ) . كل الجسيمات بعاليه لها عدد باريونى $+1$ و كمية تحرك زاوية مغزلية $1/2$.



شكل ٢٩ ج شكل تماثل لنظرية طريق الثماني طيات بالنسبة لثمانية الباريونات المضادة المناظرة للباريونات الميدة في شكل ٢٩ ب . توضح الجسيمات المضادة هنا بواسطة خطوط فوق رموز الجسيمات كل لجسيمات الممثلة في هذا الرسم لها عدد باريونى -1 و كمية تحرك زاوية مغزلية $1/2$. للجسيم المضاد الشحنة الكهربائية العكسية والشحنة الزائدة العكسية لنظيرتها في الجسم المقابل .





شكل ٢٩ د رسم تماثل بياني لنظرية طريق الثماني طيات العشرية الباريونية والتي ينتمى إليها رنينات البيون - نيوكليون الأساسية . يبين الرسم البياني تخصيصات الشحنة الزائدة لجسيمات العشرية . كتل هذه الجسيمات مبينة في شكل ٢٧ د .

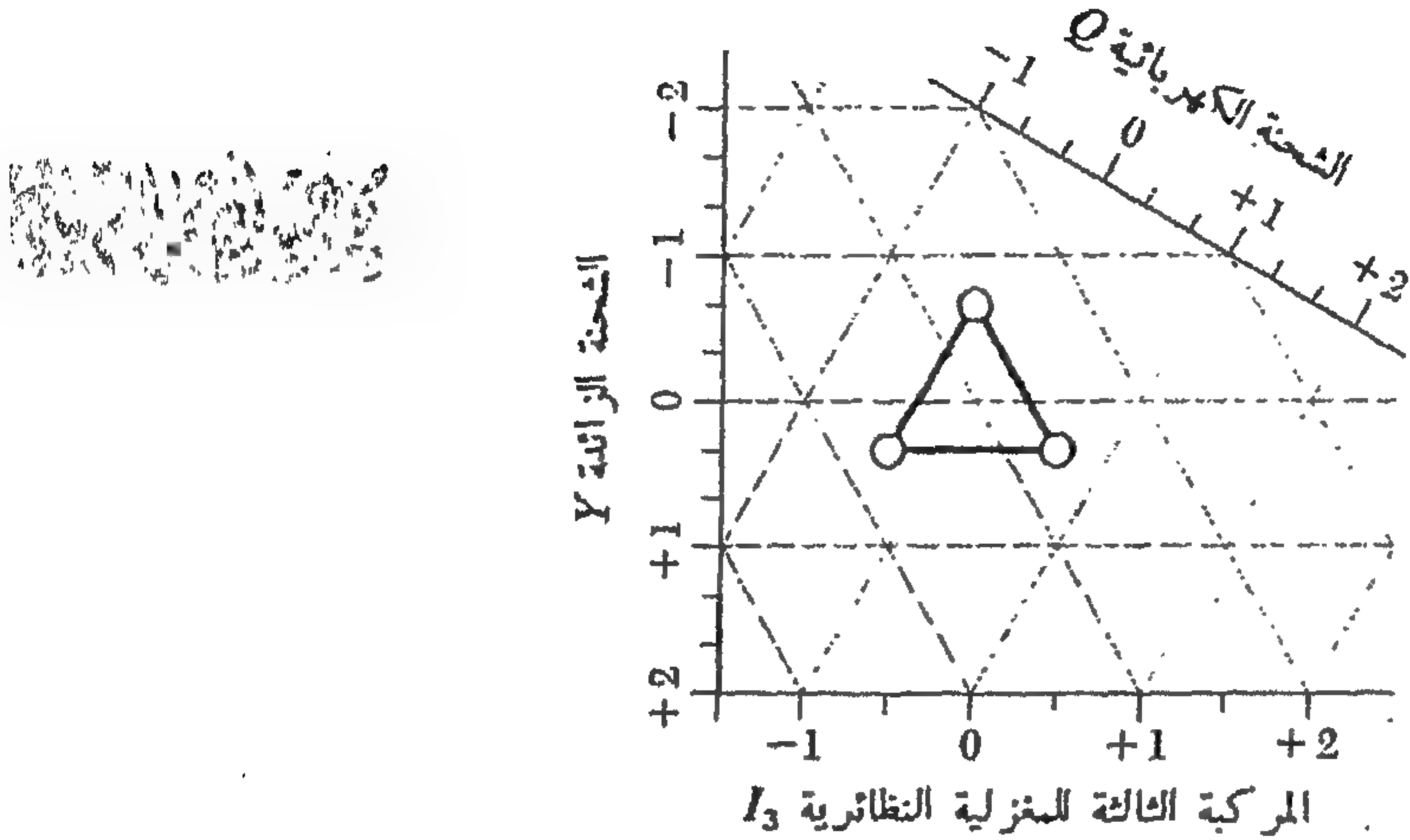
٣٠ - تمكس الرسومات البيانية التي في الأشكال ٢٩ أ - د الخواص المشاهدة عملياً للجسيمات . أن لها مظهراً يدعو إلى الدهشة ، ومن الواضح أننا نشاهد هنا لوحة من بعض خبايا تماثل الطبيعة . نحصل على نفس الانطباع إذا ما نظرنا إلى تخطيط الحدود في شكل ٢٧ د : لاحظ الفاصل المنتظم واللافت للنظر للمستويات

في وقتنا هذا لدينا فقط مفهوم محدود جداً عما يمكن « خلف » كل التماثلات والانتظامات الباعثة بالآمال والتي تم اكتشافها عملياً . لكن ، توجد نظرية ظواهرية (تعرف بطريق الثماني طيات) لرسومات التماثل البيانية في الأشكال ٢٩ أ - د . وعلى أساس هذه النظرية يمكن الحصول على كل رسومات التماثل البيانية الممكنة ، وفي الإمكان أن نتحدث بأسهاب عن الجسيمات المنسوبة إلى تلك الرسومات . ويأتي أكثر التعصيدات مدعاة للدهشة لهذه النظرية مع الإثبات العملي انتبؤات موري جلمان (Murray Gell-Mann) السابقة بتواجد * الجسيم المرموز إليه بواسطة Ω^- في الشكلين ٢٧ د و ٢٩ د .

* V. E. Barnes et al., "Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three," *Physical Review Letters* 12, 204 (1964).

(من الممكن الذكر بأن هذه المقالة تدرج ٣٣ مؤلف) .

٣١ - تبدو الجسيمات الأولية التي ذكرناها (بزيادة بعض الإضافات) بأنها « متكافئة الأولية » : لا يبدو أحدها مركباً . على الرغم من ذلك فلقد يأمل بعض الأشخاص في احتمال وجود كيانات أولية أكثر من ذلك وعلى ذلك فلقد اقترح جلمان بأنه من المحتمل أن يكون الميزونات والباريونات أنظمة مركبة مكونة من جسيمات غير معلومة حتى ذلك الحين والتي اقترح تسميتها كواركات . وليس هذا بالاقتراح الشاذ وغير المسئول : فلقد لاحظ جلمان بأن خواصاً معينة للميزونات والباريونات ، وعلى وجه الخصوص مبادئ التماثل التي تحكم تفاعلاتها البينية ، يمكن وصفها بطريقة ممتعة إذا ما كان الكوارك (والكوارك المضاد) موجوداً بالفعل .



شكل ٣١ أ إذا ما وجدت الكواركات بالفعل فسيكون لها رسم تماثل تبعاً لنظرية طريق الطيات الثماني كما هو مبين بعاليه . سيكون لكل الجسيمات في هذه الثلاثية عدد باريوني $\frac{1}{3}$ وبالاقتراض كمية تحرك زاوية مغزلية $\frac{1}{2}$ لاحظ أن اثنين من الجسيمات يحملان شحنة كهربائية $-\frac{1}{3}$ ، على حين يحمل الجسيم الثالث شحنة كهربائية قدرها $+\frac{2}{3}$ ثلاثية الكواركات المضادة المناظرة لها رسم تماثل يباين يتم الحصول عليه من الرسم البياني بعاليه بانعكاس منسوب إلى الخط المناظر إلى شحنة كهربائية مقدارها الصفر ، ستكون للكواركات المضادة عدد باريوني $-\frac{1}{3}$. يمكن اعتبار الميزونات الموجودة في الثمانية المبينة في شكل ٢٩ أ حالات مرتبطة مكونة من كوارك وكوارك مضاد . ويمكن اعتبار الباريونات الموجودة في الثمانية المبينة في شكل ٢٩ ب حالات مرتبطة مكونة من ثلاثة كواركات .

إذا ما كانت لنظرية الكوارك أية علاقة بالحقيقة ، فيجب أن يوجد على الأقل جسيم واحد مستقر ذو شحنة جزئية . لم يتم أي اكتشاف عملي لمثل هذا الجسيم ، ومن المحتمل عدم وجود جسيمات مشحونة جزئياً . وفي وقتنا الحالي تعتبر فكرة الكواركات محض افتراض .

تبعاً لأفكار جلمان هذه فإن هذه الجسيمات سوف تحمل الشحنات $\pm e/3$ و $\pm 2e/3$ ، حيث e هي شحنة البروتون ، وفي هذا الصدد فإنها تختلف بصورة لافتة للنظر عن كل الجسيمات المألوفة . ويبين شكل ٣١ أ رسم التماثل البياني للكواركات .

البحث عن الكواركات مازال مستمراً ، لكن إلى يومنا هذا لم يتم اكتشاف أى منها ، بالمقارنة مع النوبات فيجب أن تكون الكواركات ثقيلة الوزن جداً : إذا كان الحال خلاف ذلك فإن اكتشافها كان قد تم في تجارب المعجلات . يمكن أن نستنتج من ذلك بأنه إذا ما كانت النوية بالفعل حالة مرتبطة مكونة من (ثلاثة) كواركات ، فإن طاقة الربط يجب أن تكون كبيرة جداً بالمقارنة مع كتلة النوية . يكون النيوكليون إذن نظاماً شديد الارتباط ، وفي هذا الصدد فسوف يختلف جذرياً عن الأنظمة المرتبطة التي تعودنا عليها ، ألا وهي الذرات ، والجزيئات ، والأنوية . (طاقة ارتباط ذرة ، أو جزيء ، أو نواة تكون صغيرة بالمقارنة مع كتلة النظام .) يمكننا القول إذن بأمان بأنه على حين ن المحتمل في يوم ما أن يكتشف بأن النيوكليونات مركبة ، فإنهم بالتأكيد لن يكونوا بمفهوم التركيب الموجود عليه الديوترون ، على سبيل المثال .

الأفكار الأساسية لنظرية المجال الكمية

٣٢ - دعنا نتدارس بعد ذلك بعض المحاولات النظرية لفهم تفاعلات الجسيمات البينية . سوف نتابع الفكرة التي وصلنا إليها في البند ٩ ، بأنه يجب اعتبار ظاهرة التطاير على أنها تجل للتفاعل البيني لموجات مع موجات . الفكرة الكلاسيكية لجسيمين يؤثران على بعضهما البعض بواسطة قوة يناظرها في الميكانيكا الكمية فكرة تفاعل موجات دي برولي للجسيمات مع بعضهما البعض . ماذا يعني هذا ؟ يعني بأن وجود موجة دي برولي لأحد الجسيمين يؤثر على انتشار موجة دي برولي للجسيم الآخر . من الممكن حدوث ذلك فقط إذا ما كان الوسط الذي تنتشر فيه موجات دي برولي غير خطي ، بمعنى أن استجابة الوسط غير خطية . ذلك لأنه ، في وسط خطي ، والذي يوصف فيه انتشار الموجات بواسطة معادلة تفاضلية خطية ، يكون أى تراكب خطي لموجتين عبارة عن موجة متاحة أخرى ، ولا يؤثر وجود موجة على تصرف موجة أخرى .

٣٣ - دعنا نناقش طبيعة الفواغ ، أو الحيز الفارغ . عندما تم تطوير النظرية الكهرمغناطيسية في القرن التاسع عشر كان الفراغ يعرف تحت اسم آخر ، بمعنى « الأثير » . عندما تأخذ موجات في الاعتبار فإنه أمر طبيعي أن نسأل عن ما الذي « يتذبذب » ، وكانت الإجابة التي يقدمها فيزيائي في القرن الماضي هي أن الذي يتذبذب هو « الأثير » . وتصف معادلات ماكسويل تصرف الموجات الكهرمغناطيسية في الأثير . ولقد كان أمراً طبيعياً بالنسبة للفيزيائيين في ذلك الوقت أن يحاولوا تفهم الكهرمغناطيسية بدلالة نماذج ميكانيكية ، وبأن يعتبروا الموجات المغناطيسية على أنها مشابهة إلى حد ما للموجات المرنة في الأجسام الصلبة . ولقد ذهب الكثير من الجهد في محاولة إقامة مثل هذه التفسيرات . ولقد اتضح أن الخواص الميكانيكية للأثير بالتأكيد تختلف اختلافاً كبيراً بمقارنتها بخواص أى جسم صلب أو سائل ، لكن الظروف في ذاتها يجب ألا تؤخذ ضد النظرية .

لكن من الممكن إثارة اعتراضات خطيرة ضد النظرية الميكانيكية للأثير على أساس فلسفي : تدارس الخواص الميكانيكية للأثير يكون بمثابة نشاط غير ضروري لايضيف شيئاً إلى مفهومنا عن الكهرمغناطيسية . فبدون

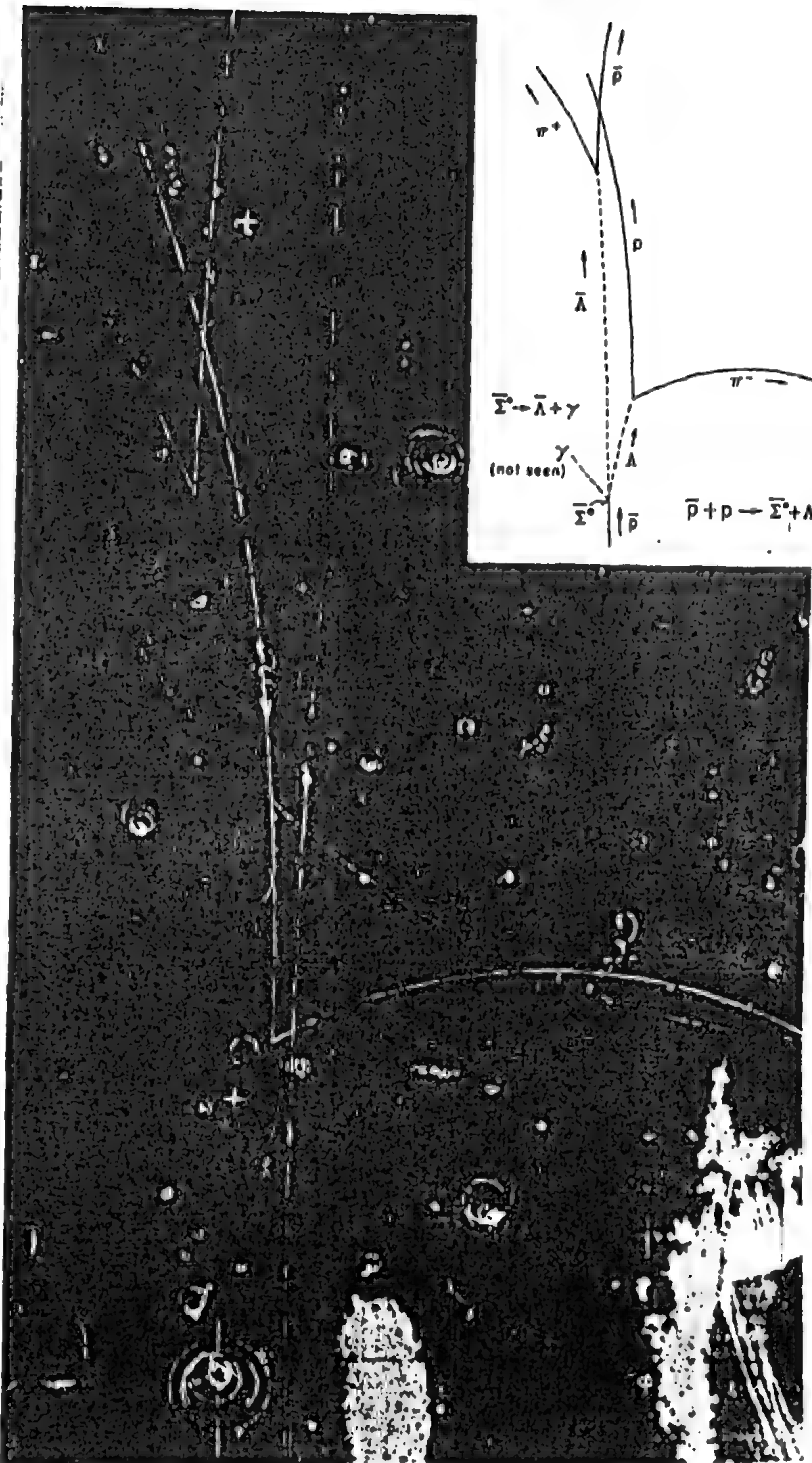
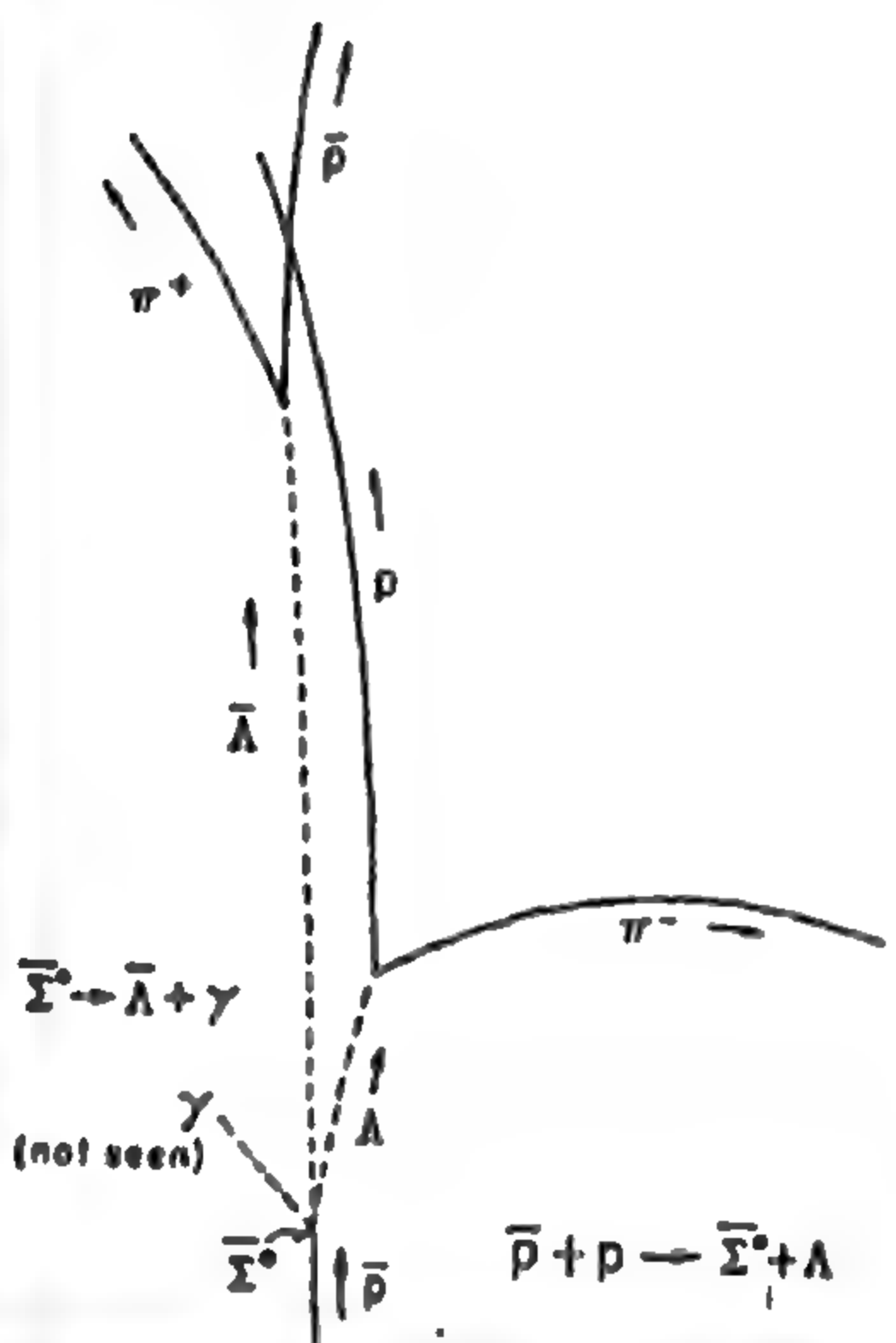
أى تفسيرات ميكانيكية تدلنا معادلات ماكسويل فى ذاتها على كل شىء ذو أهمية تجريبية عن النظرية الكهرمغناطيسية الكلاسيكية . فإذا ما رغبنا ، على سبيل المثال ، فى وصف انتشار موجات لاسلكية من هوائى إلى آخر ، فىكون كافياً حل معادلات ماكسويل تحت شروط حدود مناسبة ، ولا توجد عواقب فيما إذا كان لدينا نموذج ميكانيكى من عدمه . ولقد أدرك الفيزيائيون تدريجياً أن كل ما يهم فى دراسة الكهرمغناطيسية هى معادلات ماكسويل . وتبعاً لذلك توقفت كل محاولات إقامة نموذج ميكانيكى ، وتم التسليم بأن السؤال « عما يتذبذب فى الحقيقة » هو سؤال بدون معنى تطبيقي .

٣٤ - لقد أسهم تطور النظرية النسبية الخاصة كثيراً فى الإسراع بموت النظرية الميكانيكية للأثير . دعنا نسترجع السبب فى ذلك . فإذا ما كانت للأثير أية خواص تشابه تلك الخاصة بجسم صلب مألوف أو سائل ، فإننا نتوقع إذن بالتأكيد وجود مناطق إسناد كتلى بحيث يكون الأثير منسوباً إليه فى حالة سكون ، على الأقل محلياً . على الجانب الآخر ، يبدو أن كل تجربة على علاقة بالموضوع تدلل على عدم إمكانية تعيين حالة حركة مطلقة منسوبة إلى الأثير : كل مناطق الإسناد الكتلية مكافئة تماماً لبعضها البعض . بالطبع ، فإن هذا التصريح الأخير هو أحد الارتكازات الرئيسية للنظرية النسبية الخاصة . إذا ما كان هذا صحيحاً فى الحقيقة ، الأمر الذى نؤمن به إيماناً راسخاً ، فإنه يعنى بأن الأثير المتحرك يكون له نفس خواص الأثير الساكن ، وهذه بالتأكيد خاصية غريبة على أى جسم صلب أو سائل مألوف . فى ضوء هذه الخاصية الأساسية « غير الميكانيكية » للأثير ، فتبدو محاولة تخصيص خواص ميكانيكية أخرى له أمراً غير منطقي .

٣٥ - فى أيامنا هذه تم إبعاد الأثير الميكانيكى عن دنيا الفيزياء وكلمة « أثير » نفسها لم تعد موجودة فى المراجع الفيزيائية ، وذلك بسبب مضمونها « السيئ » ، نتكلم بدلالة من ذلك بتباه عن « الفراغ » ، مظهرين بذلك عدم اهتمامنا بالوسط الذى تنتشر فيه الموجات . لم نعد نسأل عن ماهية ما « يتذبذب فى الحقيقة » وذلك عندما ندرس موجات كهرمغناطيسية أو موجات دى برولى . كل ما نرغب فى عمله هو صاغية معادلات موحية لهذه الموجات ، من خلالها يمكننا التنبؤ بظواهر عملية مشاهدة . وكما قلنا بالفعل ، فإن هذه هذه المعادلات الموجية يجب أن تكون غير خطية إذا ما أردنا منها وصف الجسيمات التبادلية للتفاعل . صياغة مثل هذه المعادلات الموجية واستخلاص التنبؤات العملية منها هى أهداف نظرية المجال الكمية التى لها حق فى كونها النظرية الأساسية للجسيمات الأولية . توصف الموجات فى هذه النظرية بواسطة مجالات كمية ، وفى مفهوم ما تكون النظرية تعميماً للنظرية الكلاسيكية للموجات .

فكرة وصف الجسيمات تبادلية التفاعل بدلالة مجالات كمية هى فكرة جذابة من وجهات نظر مختلفة ، ويمكننا على الوجه الأتم محاولة فهم السمات العريضة لهذه النظرية . تتطلب المناقشة الكاملة لهذه النظرية أدوات رياضية معقدة إلى حد ما ليست فى متناولنا فى الوقت الحالى ، ويجب علينا إذن أن نحذف كل التفاصيل .

٣٦ - دعنا ندرس ، بصفة عامة جداً ، مسألة وصف تفاعل متبادل بين جسيمين (أو أكثر) . لتوجيه أنفسنا فإننا ندرس هذه المسألة أولاً ضمن الهيكل الكلاسيكى للفيزياء . فى نظرية غير نسبية يمكننا إدخال قوى معتمدة على موضع المكان تعمل فيما بين الجسيمات . تعتمد القوة المؤثرة على جسيم على موضع مكان هذا



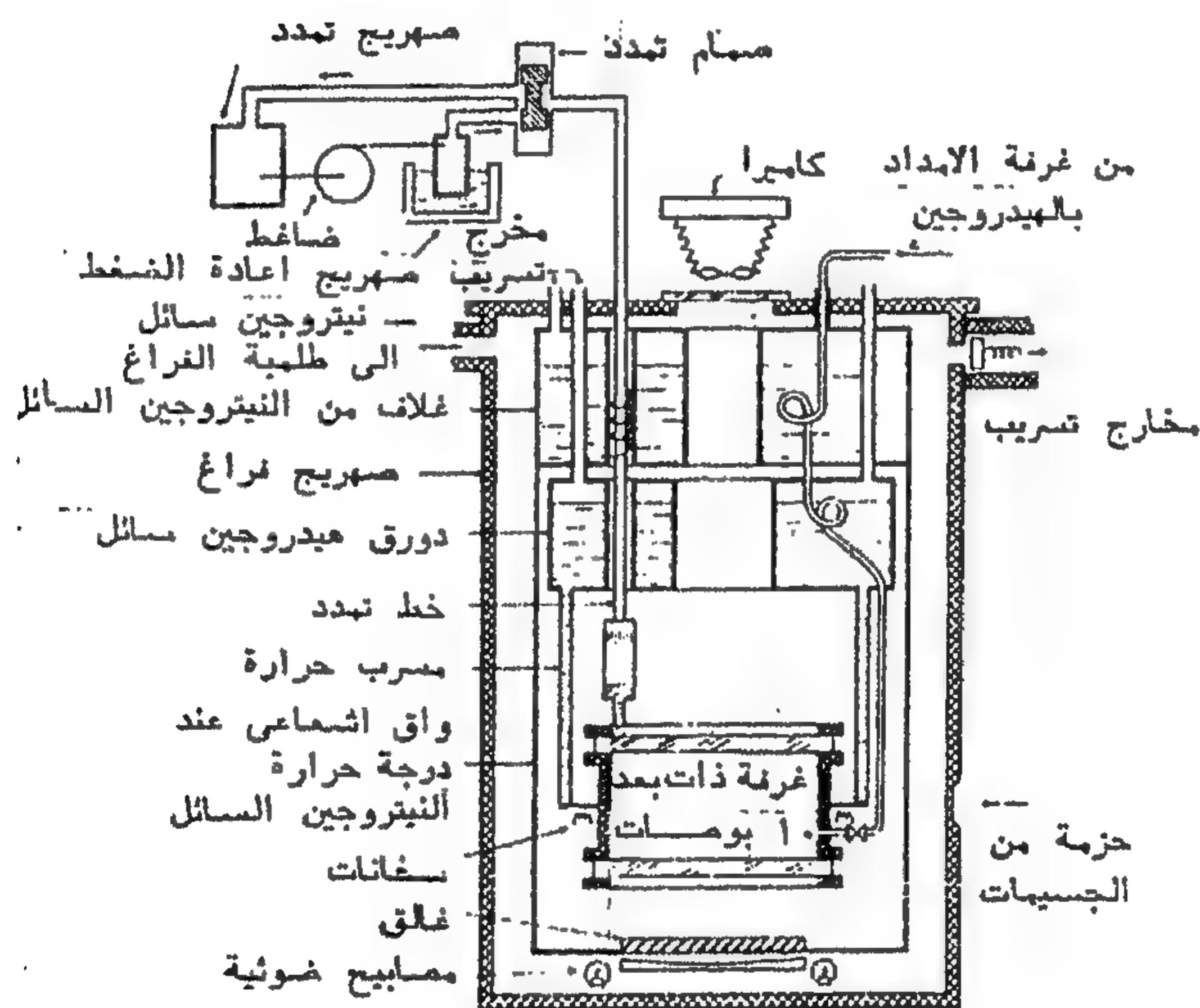
صورة غرفة فقاعية توضح إنتاج وانسحلال جسيم سيجما - صفر المضاد . الشكل الداخلي يوضح التفاعلات ، ويميز الآثار المختلفة . بالطبع فإن الجسيمات المتصادمة (والمميزة بخطوط منقطة في الرسم التخطيطي) لا تترك آثاراً برئية . آثار الجسيمات المشحونة ونخية بسبب وجود الفترقة في مجال مغناطيسي عمودي على مستوى الشكل . تفاعل الإنتاج ، الذي ينتج منه جسيم سيجما - صفر المضاد وجسيم لامدا نتيجة لتصادم بروتون مضاد مع بروتون ، هو تفاعل تبادل قوي . يضمحل جسيم سيجما - صفر المضاد بواسطة تفاعل تبادل كهرمغناطيسي إلى جسيم - لامدا المضاد وإشعاع جامي . عمليات الانسحلال الأخرى المرئية في الصورة كلها إظهار

للتفاعلات البينية الضعيفة .

(الصورة بالأذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley .)

الجسيم ، بالإضافة إلى مواضع أمكنة الجسيمات الأخرى عند نفس الزمن . في هذه الحالة يكون تأثير القوة لحظياً : فإذا ماتنير فجأة موضع مكان أحد الجسيمات فإن التنير المناظر في القوة يتم الإحساس به لحظياً بواسطة الجسيم الآخر .

نؤمن بأن كل نظرية أساسية للطبيعة يجب أن تتماشى مع مبادئ النسبية الخاصة . نلاحظ بأن تفاعلاً تبادلياً من النوع الموصوف بهاليه يقف في تعارض واضح مع تلك المبادئ . لا يمكن انتشار أية إشارة لاسلكية بسرعة أكبر من c ، ويترتب على ذلك أن تأثير القوة لا يمكن أن يكون لحظياً . إذا ما تغير موضع مكان ، أو حالة الحركة ، لأحد الجسيمين بصورة مفاجئة فيجب أن يمر بعض الزمن قبل أن يشعر الجسيم الآخر بهذا التنير ، والحد الأدنى لهذا الزمن عبارة عن الزمن اللازم لمرور إشارة ضوئية بين الجسيمين .



صورة تخطيطية لغرفة فقاعة الهيدروجين السائل . تنشط الغرفة عن طريق انخفاض مفاجئ في ضغط الهيدروجين السائل . تكون درجة حرارة السائل أعلى من نقطة غليانه عند الضغط المنخفض ، لكن الغليان لا يبدأ في حينه : يبقى السائل لفترة زمنية قصيرة في مرحلة تسخين فوق . يؤدي مرور جسيم مشحون خلال السائل إلى تبخيرات محلية على مدى المسار . يتكون مسار مرئي مكون من فقاعات غازية صغيرة الحجم جداً ، ويتم تصوير المسار بواسطة كاميرا مثبتة بأعلى الغرفة . يتم رفع الضغط مرة أخرى وتحتفى كل المسارات . تكون الغرفة جاهزة إذن للتعرض التالي . (التوضيح بالأذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley)

ليس بالشئ المتافه على الإطلاق صياغة نظرية غير متغيرة نسبياً لجسيمات كلاسيكية متفاعلة تبادلياً .
فالمطلوب هو تمييز جوهرى فى الفكرة غير النسبية عن التأثير المعطى الناشئ من على مسافة .

٣٧ - أحد الطرق الممكنة للخروج من هذه الورطة يكون من خلال إدخال مجال (كلاسيكى) . يكون كل جسيم مصدراً للمجال يمكنه الانتشار فى الفراغ ، لكن بسرعة لا يمكن أن تتعدى السرعة c ، ومن الممكن إذن أن يؤثر هذا المجال على حركة الجسيمات الأخرى . يتم استدراجنا فى نظرية كلاسيكية نسبوية من هذا النوع إلى الأخذ فى الاعتبار بالجسيمات والمجالات . التفاعل المتبادل للجسيمات المشحونة من خلال وساطة المجال ، الكهرمغناطيسى هو مثال جيد لمثل هذه النظرية : تكون الشحنات مصادر للمجال الكهرمغناطيسى ، وبالتبعية يؤثر المجال الكهرمغناطيسى على حركة الجسيمات المشحونة .

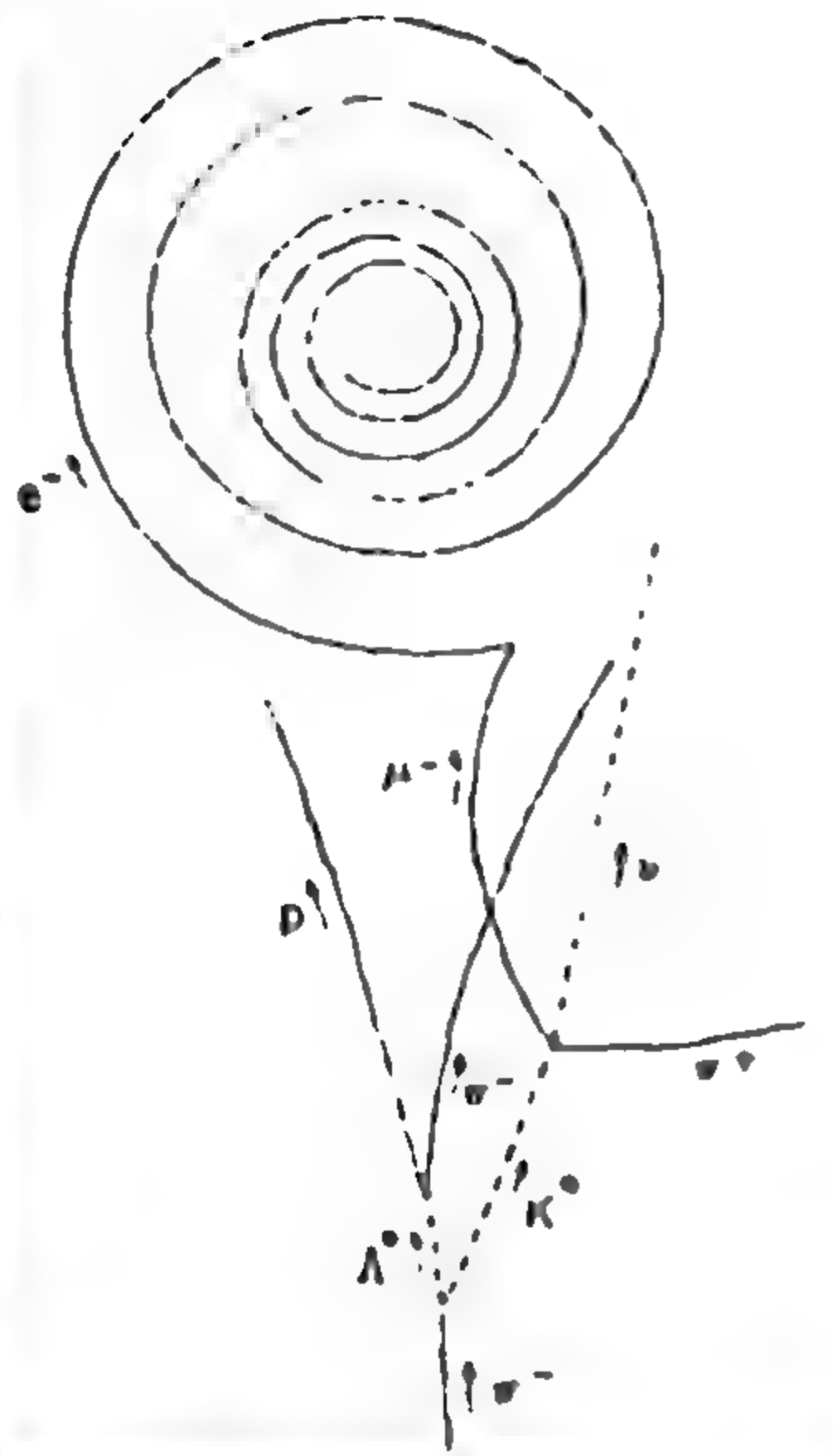
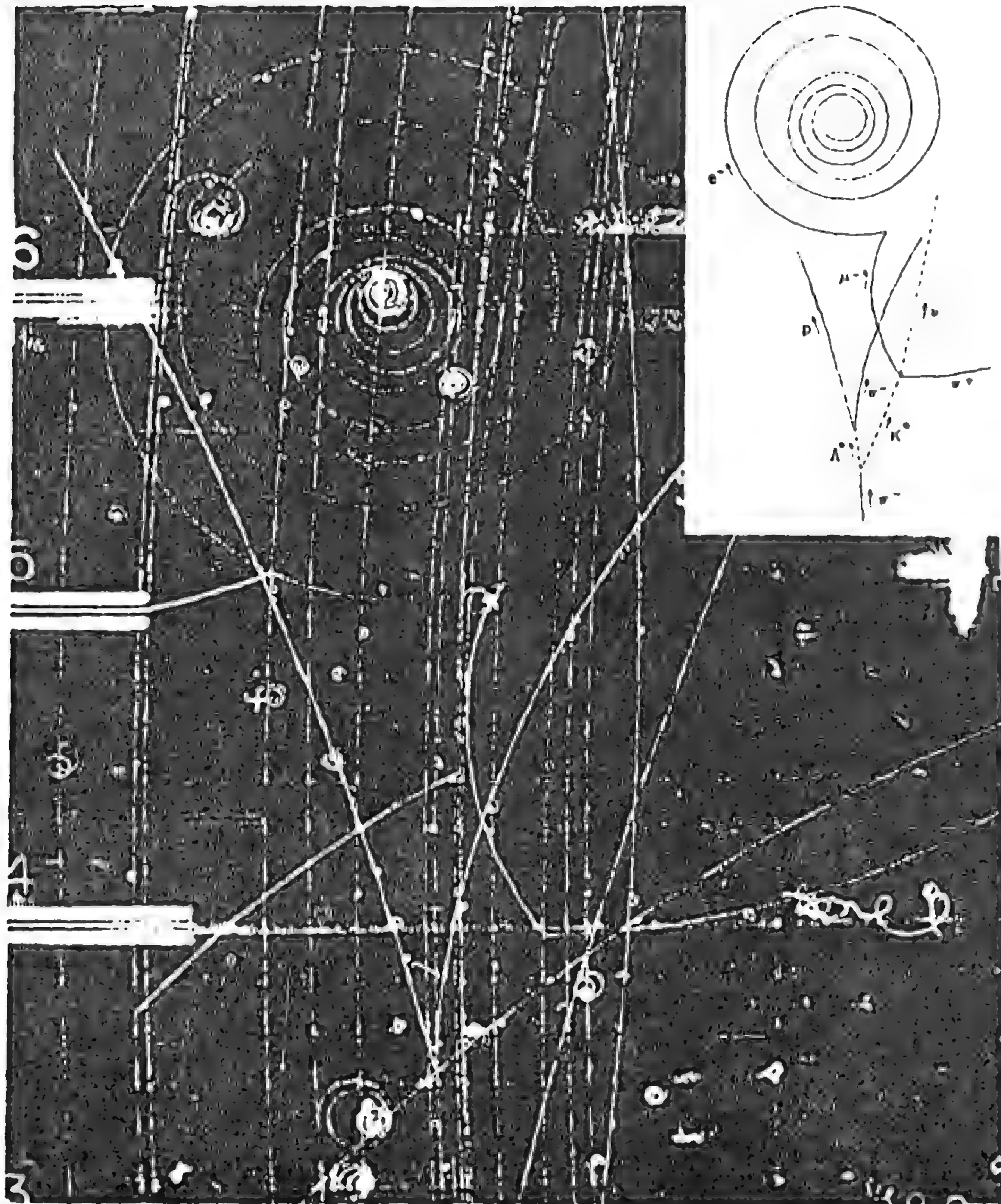
٣٨ - دعنا نلقى نظرة من زاوية أخرى على مسألة تفاعلات الجسيمات المتبادلة . فى النظرية الكلاسيكية غير النسبية التى تصف فيها التفاعل المتبادل من خلال قوة تؤثر لحظياً يتم تحديد التصرف المستقبلى لنظام معزول مكون من جسيمات عدة أفراداً إذا ما أعطينا مواضع مكان وسرعات كل الجسيمات عند لحظة ما من الزمن . بصيغة أخرى ، إذا ما تواجدت N من الجسيمات فتعين حالة حركة النظام بواسطة $6N$ من البارامترات : يكون للنظام عدد نهائى من درجات الحرية . من جهة أخرى ، فى نظرية نسبوية ، توصف فيها التفاعلات البينية بواسطة مجال ، ليس كافياً فقط لتحديد مواضع أمكنة وسرعات كل الجسيمات عند لحظة زمنية معينة . فيجب علينا أيضاً تحديد حالة المجال . تعرض النظرية الكهرمغناطيسية هذا بوضوح جداً : لايعين المجال الكهرمغناطيسى انفراداً بأية طريقة فقط بواسطة مواضع الأمكنة وسرعات الجسيمات المشحونة عند لحظة زمنية معينة . ضمن الشروط الأولية يجب علينا أن نضمن مواصفات المجالين الكهربى والمغناطيسى فى كل مكان فى الفراغ . لكن ، يتطلب وصف حالة المجال الكهرمغناطيسى عدداً لانهائياً من البارامترات ، ولا يتصبح نظامنا بعد ذلك نظاماً ذا عدد نهائى من درجات الحرية . وهذا بوضوح تمييز جوهرى بين النظرتين النسبية وغير النسبية .

٣٩ - توجد سمة أخرى للنظرية النسبية (الكلاسيكية) والتى يجب ذكرها : جزء من طاقة النظام الكلية سوف تكن فى المجال ، عند أى لحظة من الزمن . من الضرورى أن تكون هذه هى الحال فى نظرية يتوسط فيها المجال لنقل التفاعلات البينية من خلاله . خذ فى الاعتبار ، مثلاً ، جسيمين A و B يتفاعلان تفاعلاً بينياً مع بعضهما البعض . افترض أن الجسيم A يمانى تصادماً مفاجئاً مع جسيم ثالث C الذى لايتفاعل بينياً بطريقة مباشرة مع الجسيم B . إذن سوف تتغير حالة حركة الجسيم A ، وفى الوقت المناسب سوف يظهر هذا التغير نفسه على هيئة تغير فى المجال بسبب الجسيم A عند موضع الجسيم B .

—

صورة غرفة فقاعية تبين إنتاج واضمحلال جسيم لامدا (المتعادل) وميزون K المتعادل . تعرف الآثار المختلفة فى الرسم الداخلى . تترك الأجسام المشحونة فقط آثاراً مرئية ، وهى منحنية بسبب تواجد الغرفة فى مجال مغناطيسى . تفاعل الإنتاج القوى هو $\Lambda^0 + K^0 = p + \pi^-$. كل تفاعلات الاضمحلال المبينة من النوع الضعيف . الميون السالب المنبعث فى اضمحلال الميزون المتعادل K^0 يضمحل إلى الكترون ونيوترينو ، بالإضافة إلى نيوترينو - مضاد . الجسيمان الأخيران متعادلان ولا يمكن رؤيتهما .

(الصورة بالأذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley)



إذن سوف تتغير حالة حركة الجسم B أيضاً في النهاية ، وعلى وجه الخصوص من المحتمل تغير الطاقة الحركية .
يوجد إذن تبادل للطاقة بين الجسمين A و B ، منقولاً من خلال المجال . إذا ما رغبتنا في الحصول على نظرية
يكون فيها منطقياً التكلم عن الطاقة الكلية عند لحظة زمنية ، وإذا ما رغبتنا في الحفاظ على المبدأ التنازلي بأن الطاقة
الكلية لنظام معزول هي من ثوابت الحركة ، إذا ما رغبتنا في ذلك كله فيجب علينا إذن أن نتساءل أين توجد
الطاقة التي سوف تعطى للجسم B في النهاية خلال الوقت الذي يمر بين لحظة تصادم A مع C ، والمحنة التي يتم فيها
الشعور عند B بالتغير الناتج في حالة حركة الجسم A . نجد أنفسنا مجبرين على الاستخلاص بأن هذه الطاقة
يجب أن تكن في المجال .

٤ - يؤدي هذا المنهج الفكري إلى نتيجة أخرى مهمة . افترض بأن الموقف لم يتغير فيما عدا أن الجسم B
لم يعد موجوداً . عند المحنة التي يتصادم فيها A مع C فإن المجال الناجم عن A يتعرض للتغير : قدر معين من
الطاقة ينتقل إلى المجال . هذا القدر من الطاقة يجب أن يساوي القدر الذي حدث عندما كان B موجوداً ،
ذلك لأن الجسم A لا يمكن أن « يعلم » بأن الجسم B ليس موجوداً على الإطلاق ، في حالة استمداد لاستقبال
الطاقة . والآن ، إذا لم يكن B موجوداً فأين تذهب الطاقة المنتقلة إلى المجال ؟ يجب أن تذهب إلى مكان ما ،
وأحد الاحتمالات هي أننا سوف يتم إشعاعها . حقيقة فهذا هو الحال في النظرية الكهرمغناطيسية : إذا ما تصادم
جسم A مع جسم آخر C (والذي يمكننا الافتراض بأنه غير مشحون) فسوف يطلق الجسم A موجة ،
كهرمغناطيسية ، وسوف تحمل هذه الموجة الطاقة بعيداً « إلى ما لا نهاية » في حالة عدم وجود جسم آخر
لامتصاص جزء من هذه الطاقة .

يتم استدراجنا إذن إلى التوقع العام جداً بأنه إذا ما كان التفاعل المتبادل بين الجسيمات منقولاً من خلال
مجال ، فإن هذا المجال يمكنه أيضاً إظهار نفسه على صورة موجات حاملة للطاقة وحرارة الانتشار .

٤١ - دعنا الآن ننظر إلى مسألة التفاعلات المتبادلة للجسيمات من وجهة نظر ميكانيكا الكم . لقد كيفتنا
مناقشاتنا في فصول سابقة للإيمان بأن كل جسم تصاحبه موجة ، وبأن كل موجة لها مظاهر جسيمية . يمكننا
القول بأن الموجة الميكانيكية الكمية هي في الحقيقة نفس الشيء مثل الجسم الميكانيكي الكمي : إنه شيء مفرد ليس
بالضبط جسماً كلاسيكياً ، وليس بالضبط باقة موجية كلاسيكية . هذا يستدريجنا الآن إلى توحيد هائل في
أفكارنا . تدخل الفيزياء الكلاسيكية نوعين مختلفين من الأشياء ، ألا وهما من جهة الجسيمات ومن جهة أخرى
المجالات التي تنقل التفاعلات المتبادلة بين الجسيمات . في ميكانيكا الكم يمكننا تحاشي هذه الثنائية غير المرضية
بمعاملة « الجسيمات » على قدم المساواة مثل المجالات . نصيغ نظرية مجالات تصف انتشار مجالات - موجية ،
وهي موجات دي برولي لجسيمات . في نفس الوقت تصف نظرية المجال التفاعلات المتبادلة بين الموجات ،
وعلى ذلك ، وبمفهوم ما ، تصف القوى المؤثرة بين الجسيمات .

من الواضح بأن هذه فكرة جذابة جداً ، وهي الفكرة الأساسية لنظرية المجال الكمية . في نظرية شرودينجر
تدخل القوى بين الجسيمات بطريقة مؤلفة لغرض خاص . إذا كانت تلك القوى من المعطيات فيمكننا القيام
بتنبؤات حول حركة الجسيمات ، لكن لا تمدها نظرية شرودينجر بأي « شرح » عن سبب وجود
القوى على الحال الذي هي فيه . على الجانب الآخر ، في نظرية المجال الكمية يتصل وجود وطبيعة القوى اتصالاً

وثيقاً مع وجود الجسيمات : لدينا وصف موحد للجسيمات ، والموجات أو القوى . تمدنا الديناميكا الكهربائية الكمية ، وهى مثال لنظرية مجال ، بتوضيح لذلك السمات . تصف الديناميكا الكهربائية الكمية القوى بين الألكترونات (البوزيترونات) التى تنتقل بواسطة المجال الكهرمغناطيسى ، وتصف أيضاً الكم الكهرمغناطيسى (الفوتونات) التى يمكن أن تنبعث بواسطة الألكترونات المتفاعلة تبادلياً .

٤٢ -- دعنا نستعرض السمات الأساسية لنظرية مجال كمية . لوصف الجسيمات وتفاعلاتها المتبادلة فإننا نستخدم مجالات كمية . المجالات دوال لموضع المكان والزمن ويمكننا القول بأنها تقوم بوصف الحالة المحلية للفراغ . * وتدخّل المظاهر الموجية للمادة فى النظرية من البداية : فحلّول معادلات نظرية مجال كمى عبارة عن موجات . وللموجات مظاهر جسيمية أيضاً . فجسيم جيد التحديد يناظر بآقة موجية مركزة : أكبر احتمالات وجود الجسيم تكون فى تلك المناطق من الفراغ - الزمن التى تكون فيها سعة المجال كبيرة .

المعادلات المجالية عبارة عن معادلات غير خطية ويمكنها إذن وصف التفاعلات المتبادلة بين الباقات الموجية (الجسيمات) . من الطبيعى أن تظهر الصفة غير الخطية نفسها فقط عندما تكون سمات المجال كبيرة : إذا كانت السمات صغيرة فسوف تنتشر الموجات تقريباً كما فى نظرية خطية . إذا ماتراكبت باقتان موجيتان مناظرتان لجسيمين فى حيز من الفراغ عند لحظة زمنية ، فسوف تتفصح عدم الخطية وسوف تؤثر الموجتان على بعضهما البعض . وهذا يناظره فى الصورة الكلاسيكية تفاعل متبادل بين جسيمين . من جهة أخرى فلا تتفاعل الموجات كثيراً إذا لم تتراكب مع بعضها بصورة محسوسة ، وينظر ذلك الصورة الكلاسيكية بأن التفاعل بين جسيمين يكون ضعيفاً جداً إذا كان الفاصل بينهما كبيراً .

٤٣ - نظرية المجال الكمية هى أساساً نظرية جسيمات عديدة : لدينا صياغة مفردة موحدة يمكننا من خلالها وصف حالات فى دنيانا يوجد فيها أى عدد من جسيمات من نوع معين . ظاهرة تخليق " فناء الجسيمات تكون سمّة طبيعية لنظرية المجال الكمية . تتأق هذه الظاهرة من خلال الطبيعة غير الخطية لمعادلات المجال . من الممكن أن تتراكب وتتفاعل باقتان موجيتان (مناظرتان لجسيمين) وينشأ عن ذلك باقات موجية جديدة (مناظرة لجسيمات جديدة) . على ذلك ، وعلى سبيل المثال ، إذا ما تصادم الكتر ونان (بمعنى اقترابهما لبعضهما البعض) فمن الممكن أن تنبعث موجة كهرمغناطيسية . تقول بأن فوتوناً قد تم تخليقه .

٤٤ - تمت صياغة الكثير من نظريات المجال الكمية أكثر أو أقل شمولاً تبعاً لهذه الأفكار . ونظرية الكهرديناميكا الكمية هى نظرية من هذا النوع ، ولقد حققت هذه النظرية بعض النجاحات الرائعة فى وصف التفاعلات الكهرمغناطيسية للجسيمات المشحونة ، وعلى وجه الخصوص فى الفيزياء الذرية . الاقتراحات المحددة لنظريات مجال أخرى ، مصممة لوصف التفاعلات البينية الضعيفة ، والقوية ، لم تلق إلا نجاحاً قليلاً جداً بالمقارنة . ولقد أمدتنا هذه النظريات ببعض الفهم للقليل من الخواص العامة جداً للجسيمات الأولية ، لكن

« المجالات ليست فى الواقع دوال « عادية » مركبة القيمة لموضع المكان والزمن إنها أشياء رياضية تعرف به « توزيعات مقيمة - معاملياً » . لكن ، من أجل أغراضنا يمكننا التفكير فيها كدوال عادية (مثله « موجات صوتية فى الأثير غير الخطى ») .

بعد ذلك فلم تؤد إلى أى تنبؤات عملية مفيدة . ولقد اتضح أنه في حالة التفاعلات المتبادلة القوية بأن مخطط التقريبات المتتالية ، والذي بنيت على أساس توقعات الكهرديناميكا الكمية ، لا يعمل . وبدون شك فإن السبب في نجاح الكهرديناميكا هو صغر ثابت التركيب الدقيق ، بمعنى ، ضعف التفاعلات المتبادلة الكهرمغناطيسية . التفاعلات المتبادلة القوية أقوى بصورة أساسية . وجد أنه بالإمكان حل معادلات المجال المقترحة ولا يمكننا معرفة ما إذا كانت تلك المعادلات حقيقة صحيحة . في الإغلبية أنها ليست كذلك . يوجد في الواقع مجال لانهاى في اختيار معادلات ، وكان المبدأ الهادى الوحيد في الاختيار فيما مضى هو « مبدأ السهولة » . ولقد اهتمينا أكثر وبطريقة حاسمة بالنسبة للكهرديناميكا الكمية ، وذلك بواسطة النظر الكلاسيكى لكرات بلياردو ومشحونة تتفاعل تبادلياً مع المجال الكهرمغناطيسى .

٤٥ - وحقيقة عدم تمكنتنا من التغلب على الصعوبات الرياضية الجمة التى تنشأ في النظرية وعدم تمكننا فعلياً من حل معادلات المجال المعينة التى تم اقتراحها في سبيل وصف التفاعلات المتبادلة القوية أدى بالطبع إلى غيبة أمل معينة في نظرية المجال كما هي ، وارتفعت أصوات تبحث على التخل عن كل المحاولات المشابهة .

يمكن التقدم باعتراضات أكثر وزناً ، « ذات طبيعة فلسفية ، ضد نظرية المجال الكمية ، يمكن القول بأن ماثير الاعتراض هو أن الكثير من المفاهيم الأساسية لهذه النظرية لا توجد لها أهمية عملية مباشرة . ليس من الواضح إذن كيف يمكن قياس المجالات نفسها : فقط في بعض الحالات المعينة تم التوصل إلى حلول مرضية لهذه المسألة . ماذا تعني بالمجال في منطقة صغيرة جداً ، مثلاً بأبعاد طولية 10^{-100} cm ؟ كيف ، وبأية أجهزة ، ستتمكن من قياس المجالات في مثل هذه المنطقة ؟ من في الحقيقة ، وبأى مفهوم للكلمة ، قد قام بقياس مسافات أصغر من 10^{-13} cm ؟

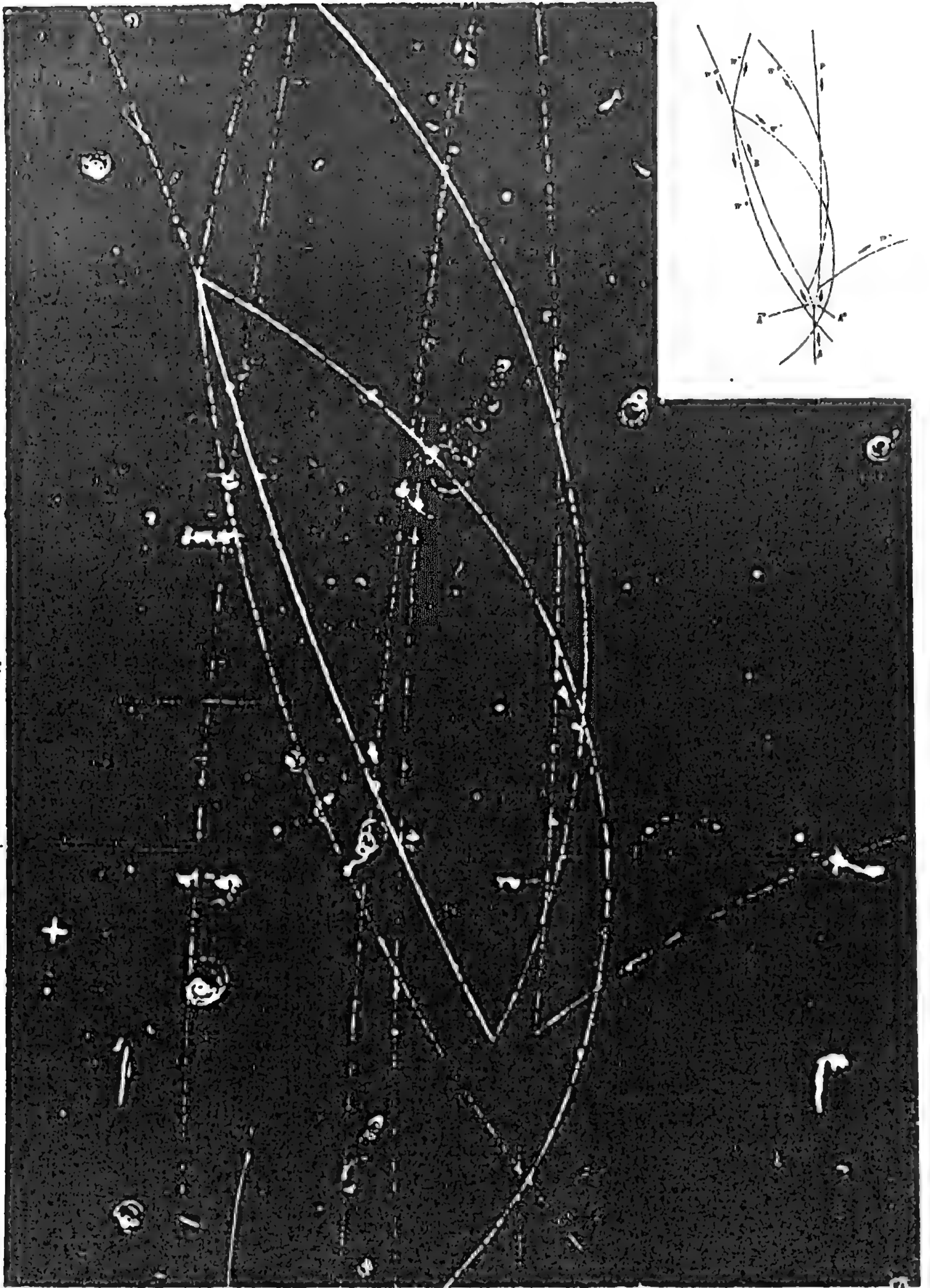
ولاشك أن هذه اعتراضات خطيرة . في مقابلها يمكننا القول بأنه في الواقع ليس من الضروري أن يكون لكل مفهوم في نظرية أهمية عملية مباشرة . حتى إذا كان من الصعوبة رؤية الكيفية التى يمكن بها قياس مسافات من الرتبة 10^{-100} cm ، وإذا ما كان في الإمكان قياسها . ومن المحتمل أن نتمكن من الإبقاء على أحداثياتنا الزمكانية « الفراغية » - الزمنية على أنها تصف « الساحة » التى تقع فيها الأحداث الفيزيائية . ومن ناحية

←

صورة غرفة فقاعية تبين الإنتاج والاضمحلال التابع لزوج مكون من جسيم لامدا وجسيم لامدا المضاد . الرسم في ركن اليمين الأعلى من الصورة يعرف مسارات الجسيمات المختلفة . يتصادم بروتون مضاد مع بروتون وينتج عن ذلك زوج الجسيمات لامدا - لامدا المضاد . الجسيان الأخيران لا يحدثان أية آثار مرئية وذلك لأنهما متعادلين . يضمحل جسيم لامدا إلى بيون سالب وبروتون (وذلك عن طريق التفاعلات المتبادلة الضعيفة) ويضمحل جسيم لامدا - المضاد إلى بيون موجب وبروتون مضاد . يتصادم البروتون المضاد بعد ذلك مع بروتون ويتلاشى إلى بيونات ، منها أربعة مشحونة وتترك آثاراً مرئية .

تعرض هذه الصورة في وسط مناقشتنا عن المجالات الكمية لتذكير القارىء بأن أحد أهداف نظرية المجال الكمية هو إعطاؤنا مفهوماً نظرياً لأحداث مماثلة لتلك المرئية

(الصورة بالأذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley)



أخرى فن المحتمل أيضاً أن تتأسس نظرية في المستقبل للتفاعلات المتبادلة للجسيمات الأولية على أساس الاستغناء عن بعض مفاهيمنا عن « الزمكان » الفراغ والزمن » . تصف نظريات المجال الكمية بالتفصيل ماذا يحدث عند كل نقطة في انقراغ وعند كل لحظة زمنية ، ومن الممكن أن يكون هذا بالكثير جداً : من الممكن أن يكون أبعد من حدود معلوماتنا من جهة المبدأ .

٤٦ - اعتبارات مثل هذه أدت بفيرنر هيزنبرج (Werner Heisenberg) إلى محاولة صياغة مايسمى بنظرية مصفوفة S للتفاعلات المتبادلة للجسيمات ، في عام ١٩٢٣* . حاول هيزنبرج في هذه النظرية ، التي سوف لاتناقشها هنا ، بأن يقبل في النظرية فقط تلك المفاهيم التي توجد لها أهمية عملية واضحة ، وبذلك فلقد اتبع نفس المبدأ الذي أدى به إلى صياغة ميكانيكا المصفوفات في عام ١٩٢٥ .

يمكننا القول بأن النظرية تتعلق فقط بنتائج عمليات التصادم وليس بتفاصيل تتابع أحداث تقع خلال العملية . لم تؤد هذه المحاولات حتى الآن إلى نظرية مرضية .

لاتوجد في وقتنا الحالي أية نظرية أساسية للتفاعلات المتبادلة القوية . تم القيام بمحاولات كثيرة في هذا السبيل لكن النتائج لاتبدو مقنعة على وجه الخصوص . إطلاق العنان للتخمين عن ماهية النظرية النهائية المستقبلية ، هل ستكون نظرية مجال ، أو نظرية مصفوفة S ، أو ربما ستكون نوعاً جديداً بالكامل من أفكار أحد القراء ، يعتبر عبثاً وبلا جدوى .

الببيونات والقوى النووية

٤٧ - لايمكن في هذه الظروف بأي وجه مناقشة نظرية المجال الكمية في هذا الكتاب بأية تفاصيل : يتطلب القيام بذلك بطريقة مؤثرة أدوات رياضية متقدمة إلى حد ما . على الجانب الآخر فلقد تبين لنا في التور بأن الأفكار الأساسية لهذه النظرية ليست معقدة بالمرة . قبل أن نترك هذا الموضوع فسوف نأخذ في الاعتبار مسألة كان أو من تعامل معها بنجاح هيديكي يوكاوا (Hideki Yukawa) في عام ١٩٣٤ .

تختص هذه المسألة بالسؤال التالي . هل يوجد جسيم مصاحب للقوة النووية . بمعنى ، هل يوجد كم لمجال القوة النووية ؟ إذا كان الحال كذلك ، ماهى خواص هذا الجسيم ؟ هل يمكننا اكتشاف الجسيم عملياً ؟

نعم بوجود جسيم مصاحب للقوى الكهرمغناطيسية المؤثرة بين الجسيمات المشحونة ، ألا وهو الفوتون . نعم أيضاً أن القوى المسئولة عن تماسك الأنوية لايمكن أن تكون من أصل كهرمغناطيسي . تلك القوى أقوى بكثير بالمقارنة مع القوى الكهرمغناطيسية ، وبالإضافة إلى ذلك فهي تتميز بقصر مداها . وعند مسافات أبعد من 10^{-12} cm ، مثلاً تؤول تلك القوى سريعاً إلى الصفر وتصبح وكأنها غير موجودة نسبة إلى كل الأغراض العملية عند مسافة أبعد من 10^{-11} cm . إذا ماقبلنا الآن أفكار نظرية المجال الكمية فيجب أن نتوقع بأن مجال القوة النووية يمكنه أيضاً إظهار نفسه على هيئة موجات حرة الانتشار ، ويمكننا البحث عن الجسيمات المناظرة . وتماماً كما تنبعث الفوتونات في حالة تصادم جسيمين فيمكننا توقع انبعاث كمات خاصة بمجال القوة النووية في تصادم ذى طاقة كافية بين نيو كليونين .



هيدىكاو يوكاوا . ولد بطوكيو عام ١٩٠٧ . درس يوكاوا الفيزياء بجامعة كيوتو ، وتخرج منها في عام ١٩٢٩ . بعد شغله لوظيفة محاضر بجامعة كيوتو " جامعة أوساكا تم تعيينه أستاذاً للفيزياء النظرية بجامعة كيوتو في عام ١٩٣٩ . وبعد الحرب العالمية الثانية قضى يوكاوا بعض الوقت في الولايات المتحدة الأمريكية كمضو في معهد الدراسات المتقدمة بـرنتون ، وكأستاذ للفيزياء بجامعة كولومبيا . عاد يوكاوا إلى اليابان في عام ١٩٥٥ ليصبح مديراً لمعهد أبحاث الفيزياء الأساسية المنشأ حديثاً في ذلك الوقت بمدينة كيوتو واستأنف مكانه كأستاذ للفيزياء بجامعة كيوتو . منح يوكاوا جائزة نوبل في عام ١٩٤٩ عن أبحاثه في الميزونات ونظرية المجال .

(الصورة بإذن من (Physics Today)

٤٨ - من المحتمل جداً أن يكون القارئ قد سمع بأن هذه الجسيمات موجودة بالفعل . وبأنها ليست شيئاً آخر غير البيونات . لكن ، في أيام أبحاث يوكاوا لم تكن الميزونات قد اكتشفت وكان اقتراحه بوجودها في الحقيقة عبارة عن تنبؤ . كان يوكاوا على علم بالخاصيتين البارزتين للقوى النووية ، ألا وهما الشدة والمدى القصير ، ولقد سأل نفس الأسئلة التي سألناها . وعلى أساس علمه بخواص القوى النووية تمكن يوكاوا من التنبؤ بوجود الكهات ، ومن التنبؤ بأن كتلتها يجب أن تساوى تقريباً 200 كتلة الكاترون . في هذه الدراسة كان يوكاوا بدون شك مستثيراً بالتماثل مع التفاعلات الكهرومغناطيسية المتبادلة .

توجد التواء مسلية في الاكتشاف العمل لميزونات يوكاوا . فحوالي عام ١٩٣٧ اكتشفت جسيمات ذات كتلة حوالي 200 كتلة الكترون في الأشعة الكونية وبالطبع تم التفكير في هذه الجسيمات على أنها مماثلة لكلمات يوكاوا . لكن ، كشفت الأبحاث الإضافية بأن هذه الجسيمات ، والمعروفة الآن بالميونات ، أو بميزونات - ميو ، تتفاعل بينياً بضعف شديد مع المادة (أي الأنوية) . تبعاً لذلك فلا يمكن أن تكون تلك بالجسيمات المستولة عن القوى النووية القوية . أخيراً تم حل هذه النموض ، أساساً من خلال أبحاث باول (C. F. Powell) وشركائه في عام ١٩٤٧ ، وذلك عندما تم اكتشاف نوع آخر من الجسيمات في الأشعة الكونية . * كان هذا الجسم عبارة عن البيون . كتلة البيون حوالي 280 كتلة الكترون - ويتفاعل بشدة مع الأنوية ويجب أن يصنف بدون شك على أساس أنه كم يوكاوا .

بحلول عام ١٩٨٤ وصل التطور في معجلات الجسيمات إلى مرحلة أصبح معها بالإمكان إنتاج بيونات بوفرة في التصادمات عالية الطاقة للنيوكليون مع النيوكليون . تمت دراسات عملية شاملة لخواص البيونات ، ومن المعروف الآن أن البيونات تلعب دوراً أساسياً في كل الظواهر التي تشمل تفاعلات بينية قوية .

٤٩ - دعنا الآن نحاول « إعادة » خطى يوكاوا** . سوف نعتبر القوة بين نيوكليونين ساكنين وكأنها مماثلة للقوة الكهرستاتيكية بين جسيمين مشحونين ، وسوف نحاول حل المسألة على أساس هذا التماثل المفروض . يجب أن نعرف بأن التماثل بعيد عن الكمال لكن بالرغم من ذلك يأخذنا هذا الاتجاه الفكري إلى العلاقة الأساسية الصحيحة بين كتلة البيون وطبيعة القوة بين نيوكليونين .

نجدد كما يلي . نصف معادلات ماكسويل موجات كهرومغناطيسية حرة الانتشار ، في غياب أية مصادر . ونصف نفس المعادلات أيضاً المجال الكهرستاتيكي لشحنة نقطة ساكنة ، وبذلك نصف أيضاً طاقة الجهد للتفاعل المتبادل بين شحنتين نقطيتين ساكنتين . وفي الواقع ، يحقق الجهد الكهرستاتيكي الناشئ عن إحدى الشحنتين الساكنتين المعادلة الموجية في كل مكان خارج الشحنة ، ولهذا الحل للمعادلة الموجية الخواص الخاصة بأنه كرى التماثل وأنه ساكن ، بمعنى أنه لا يعتمد على الزمن . بناء على ذلك ، افترض بأننا أخذنا في الاعتبار المعادلة الموجية المحققة بواسطة ميزونات حرة الانتشار ، ونبحث عن حلول لهذه المعادلة تكون كرية التماثل وساكنة . نأمل بأن يعطينا هذا جهد مجال القوة النووية ناشئاً عن نيوكليون مفرد موجود عند نقطة الأصل . نرسم لهذا

* أنظر C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, "Processes involving charged mesons," *Nature* 159, 694 (1947).

وأيضاً Also, C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, "Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions," *Nature* 160, 453 (1947).

** سوف لا يؤهلنا ذلك إلى الحصول على جائزة نوبل . من السهولة القيام بشيء عندما نعلم بإمكانية عمله وبأنه قد تم القيام به من قبل . الحيلة أن تكون البادئ في أدائه ، تظهر نظرية يوكاوا في المقال :

"On the Interaction of Elementary Particles," *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, 17, 48 (1935).

الجهد بالرمز $V(r)$. إذن سوف تتناسب طاقة التفاعل المتبادل بين نيو كليونين تتصلهما مسافة r مع $V(r)$. حيث يصف ثابت التناسب شدة الربط بين النيو كليون والمجال البيوني .

٥٠ - المعادلة الموجية التي تحققها دالة دي برولي البيونية الموجية $\psi(x, t)$ هي معادلة كلاين - جوردون ، والتي استنبطناها وناقشناها بالفعل في الفصل الخامس . إذا مارمنا إلى كتلة البيون بالرمز m_π واستخدمنا نظاماً للوحدات بحيث $\hbar = c = 1$ فإن المعادلة الموجية تصبح على الصورة .

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(x, t) - \nabla^2 \psi(x, t) = -m_\pi^2 \psi(x, t) \quad (٥٠ أ)$$

حيث ∇^2 تمثل المعامل اللاپلاسى

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \quad (٥٠ ب)$$

تصف المعادلة الموجية (٥٠ أ) تصرف موجات دي برولي للميزونات في غياب المصادر . وتبعا لبرنامجنا دعنا الآن نحاول إيجاد حل ساكن وكري التماثل لهذه المعادلة والذي يمكنه وصف المجال الميزوني خارج نيو كليون موجود عند نقطة الأصل . المصدر في هذه الحالة عبارة عن مصدر نقطي ، ألا وهو النيو كليون عند نقطة الأصل ، ولا يلزم أن تتحقق المعادلة (٥٠ أ) عند نقطة الأصل . ولكن ينبغي أن تتحقق خارج نقطة الأصل . نعتبر الحل على أنه دالة الجهد ، وسوف نرمز لها بالرمز $V(r)$. هذا الحل إذن لا يعتمد على الزمن ، وتبعاً لذلك فإن الحد المشتعل على التفاضل الزمني الثاني في معادلة (٥٠ أ) يمكن حذفه . تأخذ معادلتنا الصورة

$$\nabla^2 V(r) = m_\pi^2 V(r) \quad (٥٠ ج)$$

٥١ - الدالة $V(r)$ هي دالة $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ فقط ، وبمد ذلك علينا إيجاد تأثير لا يلاس التفاضل على مثل هذه الدالة . نلاحظ أولاً أن

$$\frac{\partial r}{\partial x_1} = \frac{x_1}{r} \quad (٥١ أ)$$

بواسطة قاعدة التفاضل المتسلسل نحصل إذن على

$$\frac{\partial V(r)}{\partial x_1} = \frac{dV(r)}{dr} \frac{\partial r}{\partial x_1} = \left(\frac{x_1}{r} \right) \frac{dV(r)}{dr} \quad (٥١ ب)$$

بالتفاضل مرة أخرى بالنسبة إلى x_1 نحصل على

$$\frac{\partial^2 V(r)}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{x_1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} + \frac{x_1^2}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right) \quad (٥١ ج)$$

التي تعطينا

$$\nabla^2 V(r) = \frac{3}{r} \frac{dV(r)}{dr} + r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right) \quad (٥١ د)$$

بإعادة تنظيم بسيطة للجانب الأيمن يمكننا كتابة (٥١ د) على الصورة

$$\nabla^2 V(r) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV(r)}{dr} \right) \quad (٥١ هـ)$$

تصف هذه المعادلة الهامة إذن تأثير معامل لابلاس التفاضلي على الدالة $V(r)$ التي هي دالة لـ r فقط .

٥٢ - معادلتنا التفاضلية التي هي الآن معادلة تفاضلية عادية ، وخطية ، ومن الرتبة الثانية تكون إذن على الصورة

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV(r)}{dr} \right) = m_\pi^2 V(r) \quad (٥٢ ا)$$

يتصايف بأنه ، من الممكن حل هذه المعادلة في صورة مفقعة بدلالة دوال أولية ، ومن الممكن أن يتحقق القارىء بنفسه وذلك عن طريق إجراء التفاضلات بأن حلين غير مرتبطين خطياً يكونان

$$\frac{1}{r} \exp(-rm_\pi), \quad \frac{1}{r} \exp(+rm_\pi) \quad (٥٢ ب)$$

يمكن الحصول على الحل العام بالاندماج الخطي للحلين الخاصين بعاليه نلاحظ الآن بأن الحل الثاني يناظر جهداً متزايداً فوق أية حدود مع زيادة r ، وهذا الحل إذن يمثل قوة بين النيوكليونات تتزايد مع المسافة بينها من الواضح أنه غير مقبول فيزيائياً ، ونستخلص من ذلك بأن الجهد يجب أن يتناسب مع الحل الأول من (٥٢ ب) ، وإذن نحصل على

$$V(r) = C \frac{1}{r} \exp(-rm_\pi) \quad (٥٢ ج)$$

حيث C تمثل ثابتاً

يوضح رفضنا للحل الثاني مرة أخرى أحد المبادئ الهامة التي صادفناها من قبل : ليس بالضرورة أن يكون لكل حل للمعادلات الموجية في ميكانيكا الكم دلالة فيزيائية ، والدوال الموجية ذات الدلالات الفيزيائية ليس

المطلوب منها فقط أن تحقق المعادلة الموجية ، لكن يجب عليها أيضاً أن تحقق عدداً من الشروط السابقة .
أحد هذه الشروط هو ألا يتزايد الحل بدون حدود عند الانهيار .

٥٣ - لقد وصلنا الآن إلى هدفنا : فتمثل طاقة الوضع $U(r)$ نيوكلينين ساكنين تفصلهما مسافة r بواسطة

$$U(r) = \frac{C}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{\pi}}\right) \quad (١٥٣)$$

حيث $\lambda_{\pi} = 1/m_{\pi}$ ، وحيث C ثابت يعبر عن شدة الترابط .

ويتناقص الجهد $U(r)$ بسرعة كبيرة جداً مع زيادة r بسبب وجود المعامل الأسى . وبالتقريب يمكننا القول بأن مدى الجهد هو λ_{π} : كلما ذهبنا بعيداً عن هذه المسافة بقدر كبير فسوف يصبح الجهد في النهاية مهملًا بالكامل . ولقد فحصنا هذه النقطة بالفعل من خلال بعض الأمثلة العددية ، وذلك في البند ٣٨ . من الفصل الثاني .

نعلم في الوقت الحالي بأن كتلة البيون هي 140 MeV . الكمية $\lambda_{\pi} = 1/m_{\pi}$ ليست إلا طول كهتون الموجى للبيون . (في نظام وحدات Cgs نحصل على $\lambda_{\pi} = \hbar/m_{\pi}c$) عددياً نحصل على $\lambda_{\pi} = 1.4 \times 10^{-13} \text{ cm}$. وهذا المقدار هو إذن « مدى » مجال القوة النووية . في وقت نبوءة يوكاوا كان يعلم ، من خلال نوعيات مختلفة من التجارب ، بأن مدى مجال القوة حوالى 10^{-13} cm ، وبذلك فلقد تمكن من التنبؤ بأن كتلة الميزون المفترض يجب أن تكون حوالى 100 MeV ، وهو مقدار يساوى حوالى 200 كتلة الكترونية .

يجب أن نذكر بأن المدى يتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة الجسم ، في هذه الحالة البيون ، ينقل جسيماً عليم الوزن ، مثل الفوتون ، قوة ذات « مدى لانهاى » : يصبح الجهد $U(r)$ الممثل بواسطة المعادلة (١٥٣) إذن جهد كولوم بالطبع ، مازال هذا الجهد يتناقص مع المسافة لكن التناقص ليس أسياً يمكن إذن أن ندعى ، بوجه حق ، بأننا قد حصلنا على فهم معين للعلاقة بين البيون وبين خواص مجال القوة النووية .

٥٤ - نستغل هذه الفرصة لشرح المصطلحات الدارجة الاستخدام . الكثير من الفيزيائيين سيقولون بأن التفاعل المتبادل بين نيوكلينين ينتج من خلال تبادل لبيون ، بالمثل سيقولون بأن تفاعل كولوم المتبادل بين جسيمين مشحونين ينتج من خلال تبادل ، لفوتون . حقيقة تعنى هذه التصريحات فقط أن التفاعل المتبادل بين نيوكلينين يمكن التوصل إليه بالطريقة التى توصلنا إليه بها : بمعنى ، أن نفس المعادلة الموجية التى تصف انتشار بيونات حرة (أو فوتونات) تصف أيضاً القوى المنقولة بواسطة البيونات (أو الفوتونات) . عند سماع هذا المصطلح يجب على القارئ ألا يتخيل كرات بلياردو يتم تبادلها بين نيوكلينين : أنا فقط طريقة للكلام . وفي حالة تفهم ذلك لا توجد أية خطورة في الكلام عن « تبادل الجسيمات » - أن

هذا لقول مألوف . إذا تبعنا العادة فيمكننا وصف اكتشافاتنا كما يلي . يمكن القول بأن القوى بين جسيمين يمكنها التفاعل تبادلياً مع بعضهما البعض من خلال تفاعلاتهما مع جسيم ثالث تنشأ من خلال تبادل للجسيم الثالث . يتناسب مدى القوة الناشئة عكسياً مع كتلة الجسيم المتبادل .

٥٥ - توجد نقطة واحدة يجب توضيحها وإلا فسوف تترك القارئ . في أوائل هذا الفصل تكلمنا كثيراً عن الطبيعة غير الخطية لمعادلات نظرية المجال الكمية . وعلى الرغم من هذا لم نتمكن من الوصول إلى جهد يوكاوا ، المعطى بالتعبير (٥٣ أ) عز طريق حل معادلة موجية خطية . من الممكن إذن أن تكون لدى القارئ شكوك فيما إذا كنا قد قلنا بالشيء المناسب أم لا . في الحقيقة فإن تلك الشكوك محقة إلى حد ما . يجب اعتبار النظرية الخطية التي درسناها كتقريب ، قائم طالما كان المجال الميزوني ، أو الجهد $V(r)$ ، ليس كبيراً جداً . إذن يجب أن يكون جهد يوكاوا صحيحاً عند مسافات كبيرة ، أي خارج طول كبتون الموجي لليون ، لكن من الممكن أن يكون غير صحيح عند مسافات صغيرة جداً . والحقيقة أننا لا نعلم حالياً طبيعة التفاعل المتبادل عند مسافات صغيرة جداً ، لكن لا يوجد لدينا أي سبب في الشك بأنه عند مسافات أكبر من 10^{-13} cm مثلاً تكون القوة المؤثرة من نفس النوع العام مثل ذلك المعطى بواسطة جهد يوكاوا . . إذن فحقيقة استخدامنا لتقريب خطي لا يبطل استنتاجنا الرئيسي بأن مدى القوة يتناسب تناسباً عكسياً مع كتلة الجسيم المتبادل .

ملاحظات ختامية

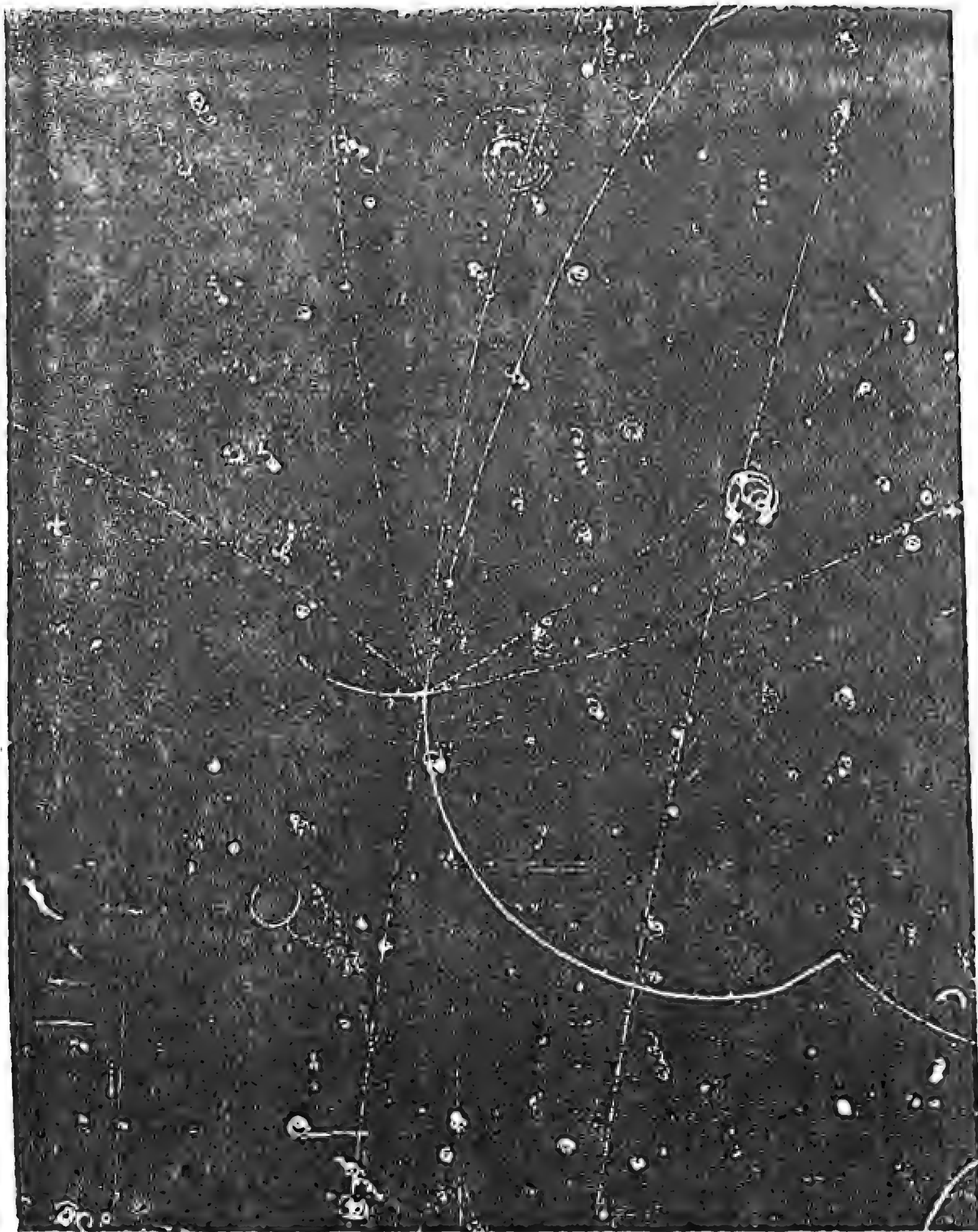
٥٦ - تعلمنا في الفصول السابقة كيف نفكر في الكثير من الظواهر الفيزيائية ميكانيكياً . وبالتأكيد كانت مناقشتنا غير كاملة إلى درجة كبيرة ، ويجب ألا يدعش هذا أي أحد لأن القصد من هذا الكتاب هو أن يكون كتاب تمهيدى . يوجد الكثير من المبادئ الهامة والعميقة والتي لم نتناولها بالمناقشة بالمرّة ، ومناقشتنا عن التطبيق النمطي للمبادئ التي تعلمناها يعتبر قاصراً في كل من المجال والعمق . لكن ، يجب أن نتذكر أن فيزياء الكم هو موضوع تمت دراسته بتركيز خلال الأربعين إلى الخمسين عاماً الماضية على الأقل ، وأن كما هائلاً من المعلومات قد تراكم في هذا المجال ، ولا يمكن لأى كتاب تمهيدى أن يستعرض هذا المجال

←

سورة غرفة نقاعية توضح عملية فناء بروتون وبروتون - مضاد إلى بيونات . يحدث الحدث الأساسي في وسط مجال الرؤية . يسقط البروتون المضاد من أسفل ، ومساره موضح بواسطة الأثر « المنقط » وهو عبارة عن خط مستقيم تقريباً . ينتج ثمانية بيونات مشحونة في عملية الفناء . يضمحل أحد هذه البيونات ، وهو الذى يتجه أثره أولاً في اتجاه مضاد لاتجاه البروتون - المضاد الساقط ، إلى ميون ونيوترينو . يضمحل الميون فيما بعد إلى بوزيترون ونيوترينو . من الصعب أن نميز أثر الميون من أثر البيون ، لكن يمكن رؤية بداية أثر البوزيترون بوضوح .

الغرفة موضوعة في مجال مغناطيسى عمودى على مستوى الصورة . تدور آثار الجسيمات السالبة في اتجاه عقارب الساعة وآثار الجسيمات الموجبة في الاتجاه المعاكس . تترك الجسيمات البطيئة آثاراً مميككة ، على حين تميل آثار الجسيمات السريعة جداً إلى المظهر « المنقط » .

(الصورة بأذن من Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley)



الهائل ، وعلى ذلك فيوجد الكثير جداً الذى يجب تعلمه من خلال العملية البسيطة وهى حضور المحاضرات وقراءة الكتب . ولا يجب أن يشعر أى قارئ بالإحباط أو الإساءة من جراء هذا القول : أنه تصريح بسيط بالحقيقة .

مع ذلك فلقد بدأنا بداية حسنة . لقد تعلمنا عن الطبيعة الموجية لكل الجسيمات الفيزيائية . ولقد رأينا كيف أن الكثير من الظواهر الفيزيائية التى لا يمكن فهمها على أساس الفيزياء الكلاسيكية يمكن أن تفهم على أساس الصورة الموجية ، واكتسبنا أيضاً فهماً معيناً عن الكيفية التى تتأق بها القوانين الكلاسيكية « كمالات حدية » للقوانين الميكانيكية الكمية . وتعلمنا عن مستويات الطاقة المصاحبة لكل نظام فيزيائى ، وتعلمنا كيف أن وجود تلك المستويات يمكن أن يفهم فى نطاق ميكانيكا الكم . وعلى مدى دراستنا اكتسبنا إلماماً عاماً معيناً بدنياً الفيزياء المجهرية الفريية (عند النظرة الأولى) . لقد تعلمنا شيئاً عن رتب عظم الكميات الفيزيائية الخاصة بالفيزياء المجهرية ، وتعلمنا أيضاً كيفية إجراء تقييمات بسيطة ، على أساس نماذج بسيطة .

والقارئ الذى واصل طريقه خلال الكتاب حتى نهاية الفصل الأخير تحصل على لمحة من بعض المسائل الأكثر اهتماماً للفيزياء الحديثة . ولقد تعلمنا بأن الفيزياء ليس موضوعاً مغلقاً : الكثير من المسائل الأساسية موجودة بدون حلول منتظرة فى وقتنا هذا .

يختتم المؤلف كتابه بتساياته للقارئ بدراسات مستقبلية سعيدة فى فيزياء الكم .

مراجع لدراسة اضافية

1) D. H. Frish and A. M. Thorndike : *Elementary Particles* (D. van Nostrand Co., Inc., 1964).

هذا الكتاب الصغير (١٤٨ صفحة) يقدم تقريراً بسيطاً ، وحديثاً ونزكياً لذلك . يتم مناقشة التقنية العملية فى هذا المجال مناقشة جيدة .

تذكر المقالات الآتية فى :

F. J. Dyson : «Field Theory», April 1953, p. 57. (أ)

G. F. Chew, M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld : «Strongly Inter-acting Particles», February 1964, p. 74. (ب)

M. Gell-Mann and E. P. Rosenbaum : «Elementary Particles», July 1957, p. 72. (ج)

G. Feinberg and M. Goldhaber : «The Conservation Laws of Physics», Oct. 1963, p. 36. (د)

F. J. Dyson : «Mathematics in the Physical Sciences», September 1964, p. 128. (هـ)

- W. B. Fowler and N. P. Samios : «The Omega-Minus Experiment», October 1964, p. 36. (و)
- K. W. Ford : «Magnetic Monopoles», December 1963, p. 122. (ز)
- G. W. Gray : «The Ultimate Particles», June 1948, p. 26. (ح)
- H. A. Bethe : «What holds the Nucleus Together» ? Sept. 1953, p. 58. (ط)
- R. E. Marshak : «The Nuclear Force», March 1960, p. 98. (ى)
- S. Penman : «The Muon», July 1961, p. 46. (ك)

مسائل

١ - (أ) احسب احتمال النفاذية بالنسبة لنيوترونات بطاقة 0.1 eV ساقطة عمودياً على رقيقة كاديوم بسك 0.1 mm . كثافة الكاديوم هي 8.7 gm/cm^3 . يمكنك الحصول على مساحة المقطع المستعرض للنيوترونات من شكل ١ أ.

(ب) بالمثل احسب احتمال النفاذية بالنسبة لنيوترونات بطاقة 1 eV ساقطة عمودياً على لوح من الكاديوم بسك 1 cm .

٢ - مساحة المقطع المستعرض الكلية لتفاعل ميزون K^+ البيني مع بروتون هي حوالي 15 mb عندما تكون طاقة الميزون K الحركية (ساقطاً على بروتون ساكن) 400 MeV . ماهو عدد التفاعلات المتبادلة المتوسط لكل cm من مسار ميزون K بهذه الطاقة في الهيدروجين السائل (في غرفة فقاعية)؟ كثافة الهيدروجين السائل هي 0.071 gm/cm^3 .

٣ - مساحة المقطع المستعرض لإنتاج زوج من الكترون - بوزيترون عندما يتصادم كم جامى بطاقة قدرها 10 MeV مع ذرة رصاص هي حوالي 14 barns . ماهو احتمال إنتاج زوج عند سقوط شعاع جامى بهذه الطاقة عمودياً على لوح من الرصاص ذي سمك قدره 2.5 mm ؟ كثافة الرصاص هي 11.3 gm/cm^3 .

٤ - تم قياس مساحة المقطع المستعرض لتطايير كبتون في إحدى التجارب وكان 0.49 barn عند طاقة شعاع جامى قدرها 100 KeV . عند هذه الطاقة، التي تقل كثيراً عن طاقة السكون للألكترون، تأق نتيجة حساب كلاسيكى غير - نسبى وبسيط قريبة من القيمة الصحيحة.

ساول إجراء مثل هذا الحساب لرؤية مدى قرب نتائجك. في تطايير كبتون يتطايير شعاع جامى بواسطة الكترون «حر» ساكن في الأصل. (تدارسنا تأثير كبتون في الفصل الرابع، لكن لم نتدارس المقطع المستعرض للتطايير.) افترض بأن موجبة مستوية بسعة قدرها λ وتردد ω تسقط على الكترون ساكن أصلاً. ينتج عن ذلك أن يتحرك الألكترون بحركة تذبذبية في اتجاه المتجه الكهربى للموجة. افترض بأن سعة هذه الذبذبة هي x . من الواضح أن المقدار x سوف يتناسب مع السعة A للموجة، وبالإضافة فسوف يعتمد

المقدار x على التردد ω وعلى كتلة وشحنة الإلكترون . يعمل الإلكترون المتذبذب مثل ثنائي القطب الكهربى بعزم ثنائى القطب مقداره $e x$. يبعث هذا الثنائى القطب إشعاعات كهرومغناطيسية بمعدل كل $1/4$ (ذكرنا الصيغة الخاصة بهذا المعدل فى البند ٤٨ من الفصل ٣) يجب إذن أن نتمكن من حساب جزء الطاقة من الطاقة الساقطة الذى يتطاير بواسطة الإلكترون خلال وحدة المساحات (المحتوية على الإلكترون) . أعد صياغة نتائجك بدلالة مساحة مقطع مستعرض للتطاير : تكون هذه مساحة مقطع كتون المستعرض . مساحة مقطع كبتون المستعرض بالنسبة لذرة عبارة عن حاصل ضرب مساحة المقطع المستعرض بالنسبة للإلكترون مع عدد الإلكترونات الموجودة فى الذرة .

٥ - (أ) قدمنا فى البند ١٧ نظرية بسيطة عن النهاية القصوى لمساحة المقطع المستعرض فى الحالة التى يكون فيها التطاير كرى التماثل . من المهم مقارنة هذه النظرية بمساحة المقطع المستعرض المقاسة عملياً فى حالة التطاير $p - \pi^+$ والمبينة فى شكل ٢٤ ب . نبسط المسألة باعتبار البروتون وكأنه غير متناه فى الثقل . الطاقة الهامة فى التطاير هى إذن طاقة الحركة للبيون الموجب ، وهى حوالى 195 MeV (فى مناط إسناد المعمل) عند موضع الرنين الملحوظ $N^{*3/2}$ قم بمثل هذه المقارنة . سوف تجد أن رتبة العظم صحيحة ، لكن ستختلف مساحة المقطع المستعرض عن مساحة المقطع المستعرض النظرية « بمعامل يساوى الوحدة تقريباً » . تعليل هذا التضارب هو أن التطاير ليس كرى التماثل . يجب تعديل نظريتنا السهلة لتتضمن توزيعات زاوية أخرى ممكنة . بمثل هذا التعديل تتفق مساحة المقطع المستعرض العملية عند النهاية القصوى جيداً مع التوقع النظرى (ب) قدر متوسط زمن العمر للجسيم N^{*} على أساس المنحنى المبين فى شكل ٢٤ ب .

٦ - باستخدام النظرية السهلة للتطاير الرينى فى البندين ١٧ - ١٨ ، قدر مساحة المقطع المستعرض للامتصاص الرينى لأشعة جاما بطاقة 14.4 keV بواسطة النواة Fe^{57} . (هذا التقدير يختص بالنتائج العملية المقدمة فى شكل ١٦ أ ، الفصل الرابع) . بافترض أن أنوية الحديد الخاصة موجودة فى رقيقة سمكها 1 mil ، ماهو احتمال مرور أشعة جاما من خلال الرقيقة ؟

لاحظ أن نظريتنا السهلة لا تنطبق فى الحقيقة على الفوتونات وذلك بسبب (ضمن أسباب أخرى) أن الفوتونات لها كمية تحرك زاوية مغزلية تساوى واحد . لا تتوقع إذن بأن تحصل على نتيجة عددية صحيحة لمساحة المقطع المستعرض . اعتماد مساحة المقطع المستعرض القصوى على الطول الموجى تعطىها نظريتنا بصحة على الرغم من ذلك ، وتقديرك إذن مفيد كتقدير لرتبة العظم .

٧ - من الواضح أن النهاية القصوى لمساحة المقطع المستعرض لتطاير الضوء الرينى بواسطة ذرة يمكن أن تكون كبيرة جداً وذلك بسبب الطول الموجى الكبير للضوء المرئى . دعنا نأخذ فى الاعتبار التطاير الرينى لضوء أصفر بطول موجى 5896 Å بواسطة ذرات الصوديوم .

(أ) بروح المسألة السابقة ، قدر النهاية القصوى لمساحة المقطع المستعرض عند الرنين .
(ب) فى تجربة فعلية من الممكن أن يكون لدينا بخار صوديوم فى وعاء زجاجى يعمل « كهدف » فى تجربة التطاير . (اعتبر ، مثلاً ، الترتيبات العملية المشروحة فى المسألة ٣ ، الفصل ٣) سوف لا تتساوى سرعة

جميع ذرات الصوديوم ، ونتيجة لذلك فسوف تزيد إزاحة دوبلر ، من عرض خط الامتصاص . متوسط زمن العمر للصوديوم في الحالة $3p_{1/2}$ هو حوالي 10^{-8} sec . من ذلك يمكنك حساب عرض الخط بالنسبة لذرة صوديوم معزولة وساكنة . افترض بأن الضوء الساقط له هذا العرض الخطي . وافترض بالإضافة إلى ذلك بأن الذرات في وعاء الامتصاص لها متوسط سرعة عشوائية مناظراً لدرجة حرارة 200°C . فقدر مساحة المقطع المستعرض المؤثرة للتطايير التي تقدمها ذرة في الوعاء للفوتونات في الحزمة الساقطة .

(ح) باستخدام التقدير لمساحة المقطع المستعرض المؤثرة والتي توصلنا إليها في الجزء (ب) بعاليه ، أوجد عدد ذرات الصوديوم في كل cm^3 الواجب وجودها في الوعاء بحيث تسبب نقصان شدة الضوء الساقط بعامل مقداره إثنان وذلك في حالة مرور الضوء من خلال طبقة من الغاز سمكها 1 cm . لاداعي القول بأن مثل هذا الغاز يكون تام الشفافية بالنسبة لضوء له أطوال موجات أخرى غير الطول الموجي الرئيسي .

٨ - نخذ في الاعتبار الجسيمات المكونة للثمانية الباريونية الموضح طيفها الكتلي في شكل ٢٧ ب وفي رسم التماثل البياني الخاص بنظرية طريق الطيات الثماني الموضح في شكل ٢٩ ب . من هذه الجسيمات واحد فقط مستقر . ضمن الجسيمات غير المستقرة الباقية يتم اضمحلال إحداها خلال تفاعل كهرومغناطيسي متبادل (له زمن عمر ملحوظ قصير بالمقارنة مع الجسيمات الأخرى) وتفصل الجسيمات الأخرى من خلال التفاعلات المتبادلة الضعيفة . هل بإمكانك تحليل هذه السمات للثمانية بدلالة قوانين الحفاظ على العدد الباريوني والشحنة الكهربائية ، والشحنة الزائدة التي تداولناها . للقيام بذلك يجب أن تفحص كل الاضمحلالات الممكنة التي يمكنك التفكير فيها والتي تؤدي إلى جسيمات تم ذكرها في النص ، مع الأخذ في الاعتبار كتل تلك الجسيمات والمعينة عملياً . على سبيل المثال : يمكنك أن تبدأ بالسؤال عما إذا كان بالإمكان أن يضمحل الجسيم Σ^+ إلى ميزون K وشيء آخر . سوف تكتشف بسرعة بأن كل الاحتمالات محدودة للغاية ، وبأنه ليست هناك حالات عديدة يجب اعتبارها المسألة إذن هي أن تبين بالتفصيل أن قوانين البقاء تدارسناها تعني بأنه لا يوجد جسيم يمكنه الاضمحلال خلال تفاعل تبادل قوى ، وبأن واحد فقط يمكنه الاضمحلال من خلال التفاعلات البينية الكهرومغناطيسية .

٩ - تبين رسومات التماثل بالإشكال ٢٩ أ - د القيم الخاصة بالجسيمات المختلفة والخاصة بالكمية المسماة بالمركبة الثالثة للمغزلية النظائرية (ويرمز لها بالرمز I_3) . ولقد ذكرنا بأن هذه الكمية هي أيضاً محافظ عليها في كل التفاعلات المتبادلة القوية والكهرومغناطيسية .

حقق ما إذا كان قانون الحفاظ هذا يعني أي شيء أكثر من قوانين الحفاظ الأخرى والتي أوردناها والتي تتعلق بالحفاظ على الشحنة ، والشحنة الزائدة ، والعدد الباريوني .

١٠ - في المنشورات عن الجسيمات الأولية تستخدم أحياناً صفة تسمى « الغرابة » (Strangeness) لتمييز الجسيمات المتفاعلة بينياً بقوة . يمكن أن ينحصر لكل جسيم عدد غرابة كمي S ، والذي يمكننا أن نعرفه أن نعرفه بواسطة $S = Y - B$ ، حيث Y هي الشحنة الزائدة و B هو العدد الباريوني . تبعاً لهذه القاعدة القاعدة فإن البيونات والنيوكليونات تكون لها غرابة مساوية للصفر : ليست بغريبة لكنها مألوفة .

(أ) في أي أنواع التفاعلات البينية يتم الحفاظ على الغرابة ؟

(ب) توجد علاقة خطية بسيطة بين الغرابة S ، الشحنة الكهربائية Q ، العدد الباريوني B ، وبين المركبة الثالثة للمنزلية النظائرية I_3 . أوجد هذه العلاقة (كما تكشف عن نفسها في رسومات التماثل بالأشكال ٢٩ أ - د) .

١١ - نريد إنتاج جسيمات لامدا من خلال تصادمات البروتون مع البروتون . ماهي النهاية الصغرى للطاقة الحركية التي يجب أن يكون عليها بروتون ساقط على بروتون ساكن من أجل إتمام هذا الإنتاج ؟

١٢ - (أ) في البند ١١ خنا بأن موجة متطايرة يجب أن تأخذ الشكل

$$\psi_0(x,t) = Cf(\theta) \frac{1}{x} \exp(ikx - i\omega t) \quad (أ)$$

عند مسافات كبيرة من مركز التطاير . بين بأنه بالنسبة للحالة الخاصة من تطاير متماثل كريبيا ، الذي يكون فيه $f(\theta) = f$ غير معتمدة على زاوية التطاير θ ، تكون الدالة الموجية المعطاة بواسطة (أ) هي فعلاً حل لمعادلة كلاين - جوردون (فيما عدا النقطة $x = 0$) في الفراغ . سيكون من المفيد اعتبار مناقشتنا في هذا الصدد في البندين ٥١ - ٥٢ .

(ب) بين أنه بالنسبة لـ $f(\theta)$ اختيارية يكون التعبير في (أ) حلاً تقريبياً لمعادلة كلاين - جوردون . يجب أن تبين بأنه إذا ما تم التمويض بهذه الدالة الموجية في معادلة كلاين - جوردون ، فإن المعادلة تتحقق فيما عدا حداً خطأ يقوّل إلى الصفر مثل $1/x^2$ عندما تؤوّل x إلى ما لا نهاية .

ملحق



٥٠٤

أ - ثوابت فيزيائية عامة

٥٠٦

ب - الجسيمات الأولية الأكثر استقراراً

٥٠٨

ج - العناصر الكيميائية

بالنسبة لجدول الوحدات وعوامل تحويل ، أنظر باطن الغلاف الخلفي للكتاب .
بالنسبة لجدول قيم تقريبية لثوابت فيزيائية هامة ، أنظر باطن الغلاف الأمامي للكتاب .

جدول (أ) : ثوابت فيزيائية عامة*

ثابت بلانك	$h = 2\pi\hbar = (6.62559 \pm 0.00015) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$ $\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1.05449 \pm 0.00003) \times 10^{-27} \text{ erg sec}$
سرعة الضوء	$c = (2.997925 \pm 0.000001) \times 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$
الشحنة الكهربائية	$e = (4.80298 \pm 0.00006) \times 10^{-10} \text{ esu}$ $= (1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-19} \text{ coul}$
ثابت الجاذبية	$G = (6.670 \pm 0.005) \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^2 \text{ gm}^{-2}$
ثابت التركيب الدقيق	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = (7.29720 \pm 0.00003) \times 10^{-3}$ $\frac{1}{\alpha} = 137.0388 \pm 0.0006$
عدد أفوجادرو	$N_0 = (6.02252 \pm 0.00009) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
ثابت بولتزمان	$k = (1.38054 \pm 0.00006) \times 10^{-16} \text{ erg } (^{\circ}\text{K})^{-1}$
ثابت فاراداي	$F = 96487.0 \pm 0.5 \text{ coul mol}^{-1}$
ثابت الغازات العام	$R = N_0 k = 8.314 \times 10^7 \text{ erg } (^{\circ}\text{K})^{-1} \text{ mol}^{-1}$ $= 1.986 \text{ cal } (^{\circ}\text{K})^{-1} \text{ mol}^{-1}$
كتلة الإلكترون	$m = (9.10908 \pm 0.00013) \times 10^{-28} \text{ gm}$ $= (5.48597 \pm 0.00003) \times 10^{-4} \text{ amu}$ $= (0.511006 \pm 0.000002) \text{ MeV}/c^2$
وحدة الكتلة الذرية	$(\text{amu}) = (1.66043 \pm 0.00002) \times 10^{-24} \text{ gm}$ $= (931.478 \pm 0.005) \text{ MeV}/c^2$
كتلة البروتون	$M_p = (1.67252 \pm 0.00003) \times 10^{-24} \text{ gm}$ $= (1.00727663 \pm 0.00000008) \text{ amu}$ $= (938.256 \pm 0.005) \text{ MeV}/c^2$

* معظم النتائج في هذا الجدول مأخوذ من المقالة

E. R. Cohen and J. W. M. DuMond, "Our Knowledge of the Fundamental Constants of Physics and Chemistry in 1965," *Reviews of Modern Physics* 37, 537 (1965).

جدول (أ) : ثوابت فيزيائية عامة (تابع)

كتلة النيوترون	$M_n = (1.0086654 \pm 0.0000004) \text{ amu}$ $= (939.550 \pm 0.005) \text{ MeV}/c^2$
طول كمبتون الموجي للألكترون	$\lambda_e = \frac{h}{mc} = (2.42621 \pm 0.00002) \times 10^{-10} \text{ cm}$ $\lambda_e = \frac{\hbar}{mc} = (3.86144 \pm 0.00003) \times 10^{-11} \text{ cm}$
نصف القطر الأول لبوهر	$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \alpha^{-1} \lambda_e$ $= (5.29167 \pm 0.00002) \times 10^{-9} \text{ cm}$
نصف القطر الكلاسيكي للألكترون	$\frac{e^2}{mc^2} = \alpha \lambda_e = (2.81777 \pm 0.00004) \times 10^{-13} \text{ cm}$
جهد التأين غير النسبي للهيدروجين بكتلة بروتون لانهائية	$R_\infty = \frac{1}{2} \alpha^2 mc^2 = (13.60535 \pm 0.00013) \text{ eV}$
ثابت ريديبيرج بالنسبة لكتلة بروتون لانهائية	$\bar{R}_\infty = \frac{\alpha}{4\pi a_0} = \frac{R_\infty}{hc} = (109737.31 \pm 0.01) \text{ cm}^{-1}$
ثابت ريديبيرج بالنسبة للهيدروجين	$\bar{R}_H = (109677.576 \pm 0.012) \text{ cm}^{-1}$
مجنيتون بوهر	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ $= (9.27314 \pm 0.00021) \times 10^{-21} \text{ erg gauss}^{-1}$
التردد المصاحب لـ 1 eV	$(2.41804 \pm 0.00002) \times 10^{14} \text{ cycle/sec}$
العدد الموجي المصاحب لـ 1 eV	$(8065.73 \pm 0.08) \text{ cm}^{-1}$
درجة الحرارة المصاحبة لـ 1 eV	$(11604.9 \pm 0.5) ^\circ\text{K}$

جدول (ب) : الجسيمات الأولية الأكثر استقراراً ***

الجسيم	المتزلية	الكتلة MeV	زمن العمر المتوسط sec	الاضمحلالات الهامة *		
				الطريقة الجزئية	نسبة التفرع	Q MeV
فوتون	1	0	مستقر	stable		
لبتونات نيوترينو e- نيوترينو μ-	$\frac{1}{2}$	0 (< 0.2 keV) 0 (< 2 MeV)	stable	stable		
الكترون - بوزيترون	$\frac{1}{2}$	0.511006	stable	stable		
ميونات	$\frac{1}{2}$	105.659	2.20×10^{-6}	$e\nu\nu$	100%	105
باريونات* بروتون	$\frac{1}{2}$	938.256	stable	stable		
نيوترون	$\frac{1}{2}$	939.550	1.01×10^3	$pe-\nu$	100%	0.78
هيدرون - لامبدا	$\frac{1}{2}$	1115.58	2.51×10^{-10}	$p\pi^-$ $n\pi^0$ $p\mu\nu$ $pe\nu$	66% 34% 1.4×10^{-4} 0.88×10^{-3}	30 41 72 177
هيدرونات - سيجما	$\frac{1}{2}$	1189.47	0.81×10^{-10}	$p\pi^0$ $n\pi^+$ $p\gamma$	53% 47% 1.9×10^{-3}	116 110 251
		1192.56	$< 1.0 \times 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$	100%	77
		1197.44	1.65×10^{-10}	$n\pi^-$ $ne-\nu$ $n\mu-\nu$ $\Lambda e-\nu$	100% 1.3×10^{-3} 0.6×10^{-3} 0.6×10^{-4}	118 257 152 81
جسيمات متسلسلة	$\frac{1}{2}$	1314.7	3.0×10^{-10}	$\Lambda\pi^0$	100%	7
		1321.2	1.74×10^{-10}	$\Lambda\pi^-$ $\Lambda e-\nu$	100% 3.0×10^{-3}	5 205
أوميغا - السالبة	$\frac{3}{2}$	1674	1.5×10^{-10}	$\Xi\pi$ $\Lambda\bar{K}$	~50% ~50%	221 66

جدول (ب) : الجسيمات الأولية الأكثر استقراراً (تابع)

الجسيم	المزلية	الكتلة MeV	زمن العمر المتوسط sec	الاضمحلال الهامة *		
				الطريقة الجزئية	نسبة التفرع	Q MeV
ميزونات بيونات مشحونة π^\pm	0	139.58	2.608×10^{-8}	$\mu\nu$	100%	34
				$e\nu$	1.24×10^{-4}	139
				$\mu\nu\gamma$	1.24×10^{-4}	34
				$\pi^0 e\nu$	1.0×10^{-8}	4.08
π^0 بيون متعادلة	0	134.98	0.89×10^{-16}	$\gamma\gamma$	98.8%	135
				γe^+e^-	1.2%	134
K^\pm كيونات مشحونة (ميزون - K)	0	493.8	1.235×10^{-8}	$\mu\nu$	63.4%	388
				$\pi^\pm\pi^0$	21.0%	219
				$\pi^\pm\pi^-\pi^+$	5.6%	75
				$\pi^\pm\pi^0\pi^0$	1.7%	84
				$\mu^\pm\pi^0\nu$	3.4%	253
				$e^\pm\pi^0\nu$	4.8%	358
K^0 كيونات متعادلة K_1 K_2	0	497.9	0.87×10^{-10}			
				$\pi^+\pi^-$	69.3%	219
			5.68×10^{-8}	$\pi^0\pi^0$	30.7%	228
				$\pi^0\pi^0\pi^0$	23.5%	93
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	11.5%	84
				$\pi\mu\nu$	27.5%	253
				$\pi e\nu$	37.4%	358
				$\pi^+\pi^-$	0.15%	219
η ميزون - إيتا	0	548.6	$< 7 \times 10^{-20}$ $> 0.7 \times 10^{-20}$	$\gamma\gamma$	31.4%	549
				$\pi^0\pi^0\pi^0$	21.0%	144
				$\pi^0\gamma\gamma$	20.5%	414
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	22.4%	135
				$\pi^+\pi^-\gamma$	4.6%	269

* ترمز Q إلى طاقة الحركة الناتجة في الاضمحلال

** يناظر كل واحد من الباريونات باريون - مضاد ، غير مدرج على انفراد

*** النتائج في هذا الجدول مأخوذة من مقالة بواسطة

A. H. Rosenfeld et al., "Data on Particles and Resonant States," *Reviews of Modern Physics* 39, 1 (1967).

تقدم في هذه المقالة نتائج لجسيمات كثيرة أخرى . تعطى أيضاً معلومات إضافية عن الجسيمات المستقرة

بصفة خاصة . تم حذف بعض طرق الاضمحلال النادرة من جدولنا .

جدول (ج) : العناصر الكيميائية

العنصر	الرمز	العدد الذري	الكتلة الذرية *	العنصر	الرمز	العدد الذري	الكتلة الذرية
Actinium	Ac	89	(227)	Erbium	Er	68	167.26
Aluminum	Al	13	26.9815	Europium	Eu	63	151.96
Americium	Am	95	(243)	Fermium	Fm	100	(253)
Antimony	Sb	51	121.75	Fluorine	F	9	18.9984
Argon	Ar	18	39.948	Francium	Fr	87	(223)
Arsenic	As	33	74.9216	Gadolinium	Gd	64	157.25
Astatine	At	85	(210)	Gallium	Ga	31	69.72
Barium	Ba	56	137.34	Germanium	Ge	32	72.59
Berkelium	Bk	97	(247)	Gold	Au	79	196.967
Beryllium	Be	4	9.0122	Hafnium	Hf	72	178.49
Bismuth	Bi	83	208.980	Helium	He	2	4.0026
Boron	B	5	10.811	Holmium	Ho	67	164.930
Bromine	Br	35	79.909	Hydrogen	H	1	1.00797
Cadmium	Cd	48	112.40	Indium	In	49	114.82
Calcium	Ca	20	40.08	Iodine	I	53	126.9044
Californium	Cf	98	(251)	Iridium	Ir	77	192.2
Carbon	C	6	12.01115	Iron	Fe	26	55.847
Cerium	Ce	58	140.12	Krypton	Kr	36	83.80
Cesium	Cs	55	132.905	Lanthanum	La	57	138.91
Chlorine	Cl	17	35.453	Lawrencium	Lw	103	(257)
Chromium	Cr	24	51.996	Lead	Pb	82	207.19
Cobalt	Co	27	58.9332	Lithium	Li	3	6.939
Copper	Cu	29	63.54	Lutetium	Lu	71	174.97
Curium	Cm	96	(247)	Magnesium	Mg	12	24.312
Dysprosium	Dy	66	162.50	Manganese	Mn	25	54.9380
Einsteinium	Es	99	(254)	Mendelevium	Md	101	(256)

* الأعداد التي بين الأقواس في عمود الكتلة الذرية هي الأعداد الكتلية للغير الأكثر استقراراً من العناصر المشعة .

جدول (ج) : العناصر الكيميائية (تابع)

العنصر	الرمز	العدد الذري	الكتلة الذرية *	العنصر	الرمز	العدد الذري	الكتلة الذرية *
Mercury	Hg	80	200.59	Samarium	Sm	62	150.35
Molybdenum	Mo	42	95.94	Scandium	Sc	21	44.956
Neodymium	Nd	60	144.24	Selenium	Se	34	78.96
Neon	Ne	10	20.183	Silicon	Si	14	28.086
Neptunium	Np	93	(237)	Silver	Ag	47	107.870
Nickel	Ni	28	58.71	Sodium	Na	11	22.9898
Niobium	Nb	41	92.906	Strontium	Sr	38	87.62
Nitrogen	N	7	14.0067	Sulfur	S	16	32.064
Nobelium	No	102	(255)	Tantalum	Ta	73	180.948
Osmium	Os	76	190.2	Technetium	Tc	43	(98)
Oxygen	O	8	15.9994	Tellurium	Te	52	127.60
Palladium	Pd	46	106.4	Terbium	Tb	65	158.924
Phosphorus	P	15	30.9738	Thallium	Tl	81	204.37
Platinum	Pt	78	195.09	Thorium	Th	90	232.038
Plutonium	Pu	94	(244)	Thulium	Tm	69	168.934
Polonium	Po	84	(209)	Tin	Sn	50	118.69
Potassium	K	19	39.102	Titanium	Ti	22	47.90
Praseodymium	Pr	59	140.907	Tungsten	W	74	183.85
Promethium	Pm	61	(145)	Uranium	U	92	238.03
Protactinium	Pa	91	(231)	Vanadium	V	23	50.942
Radium	Ra	88	226.0254	Xenon	Xe	54	131.30
Radon	Rn	86	(222)	Ytterbium	Yb	70	173.04
Rhenium	Re	75	186.2	Yttrium	Y	39	88.905
Rhodium	Rh	45	102.905	Zinc	Zn	30	65.37
Rubidium	Rb	37	85.47	Zirconium	Zr	40	91.22
Ruthenium	Ru	44	101.07				

* الأعداد التي بين الأقواس في عمود الكتلة الذرية هي الأعداد الكتلية للعناصر الأكثر استقراراً من العناصر المشعة .

المصطلحات العلمية (عربى - انجليزى)

(١)

Square well potentials	آبار الجهد المربعة
Spread	اتساع أو انتشار
Collision broadening of spectral lines	الاتساع التصادمى لخطوط الطيف
Doppler broadening	اتساع دوبلر
Pressure broadening of spectral lines	اتساع خطوط الطيف بسبب الضغط
Excitation	إثارة
Optical excitation of atoms	الإثارة الضوئية للذرات
Vibrational excitations	الإثارة الاهتزازية
Ether	الآثير
Probaility	الاحتمال
Barrier penetration	اختراق الحاجز
Recoil	الارتداد
Earth	الأرض
Doppler Shift	إزاحة دوبلر
Phase shift in scattering	الإزاحة الطورية في الاستطارة
Scattering	الاستطارة
Inelastic scattering	استطارة غير مرنة أو تطاير غير مرنة
Elastic scattering	استطارة مرنة أو تطاير مرنة
S-wave scattering	استطارة موجة S -
Stability	الاستقرار
Polarization	الاستقطاب
Left-circularly polarized	استقطاب دائرى يسارى

Derivation	إشتقاق
K-capture	أسر - K
Electron capture	الأسر الإلكتروني
Exponential	أسي
Signal	إشارة
Radiation	الإشعاع
Dipole radiation	إشعاع ثنائي القطب
Black-body radiation	إشعاع الجسم الأسود
Bremsstrahlung	إشعاع الفرملة
Characteristic radiation	الإشعاع المميز
X-ray characteristic radiation	إشعاعات إكس المميزة
Sun's radiation	الإشعاعات الشمسية
Cerenkov radiation	إشعاعات شرينكوف
Electromagnetic radiation	الإشعاعات الكهرومغناطيسية
X-ray	أشعة إكس أو أشعة X أو الأشعة السينية
Beta rays	أشعة بيتا
Gamma rays	أشعة جاما
Cosmic rays	الأشعة الكونية
Fundamental	أصل أو أساسي
Perturbation	اضطراب
Beta decay	اضمحلال بيتا
Gamma decay	اضمحلال جاما
Spectra	الأطياف
Absorption spectra	أطياف الامتصاص
Molecular band spectra	الأطياف الجزيئية الشريطية
Atomic spectra	الأطياف الذرية
Band spectra	أطياف شريطية
Radiative recombination	إعادة التجميع المشعة
Quantum numbers	الأعداد الكمية

Electron	الألكترون
Electron volt (eV)	الألكترون فولت (eV) (وحدة طاقة)
Photoelectrons	الكترونات كهروضوئية
Optically active electrons	الألكترونات النشطة ضوئياً
Electronic	الكتروني
Absorption	امتصاص
Absorption of light	امتصاص الضوء
Duration	أمد
Emission	انبعاث
X-ray tube	أنبوبة الأشعة - السينية
Statistical spread	الانتشار أو الاتساع الإحصائي
Momentum transfer	إنتقال كمية الحركة
Electric dipole transitions	انتقالات ثنائي القطب الكهربى
Magnetic dipole transitions	انتقالات ثنائي القطب المغناطيسى
Electric quadrupole transitions	انتقالات رباعى القطب الكهربى
Allowed transitions	الانتقالات المجازة أو المتاحة
Forbidden transitions	الانتقالات الممنوعة أو غير المتاحة
Angstrom (A)	أنجستروم (وحدة قياس)
Photodisintegration	الانحلال الضوئى
Nuclear fusion	إندماج نووى
Fission	انشطار
Spontaneous fission	انشطار لحظى أو تلقائى
Nuclear fission	انشطار نووى
Nuclear radii	أنصاف الأقطار النووية
Reflection	الانعكاس
Total internal reflection	الانعكاس الداخلى الكلى
Refraction	انكسار
Decay mode	أنمطة اضمحلال
Nuclei	أنوية

Mirror nuclei	أنوية مرآوية
Stable nuclei	أنوية مستقرة
Vibration	اهتزازة
Vibrational	اهتزازية
Elementary	أولى

(ب)

Parameter	بارامتر
Barn (unit of cross-section)	بارن (وحدة قياس مساحة مقطع مستعرض)
Baryons	الباريونات
Antibaryons	الباريونات المضادة أو أعداد الباريونات
Wave packet	باقة موجية أو طرد موجي
Proton	البروتون
Dimension	بعد
Dimensional	بعدي
Charge conservation	بقاء الشحنة أو الحفاظ على الشحنة
Conservation of hypercharge	بقاء الشحنة الزائدة
Conservation of energy	بقاء الطاقة
Conservation of baryon number	بقاء العدد الباريوني
Conservation of angular momentum	بقاء كمية التحرك الزاوية
Crystal	بلورة
Positron	البوزيترون

(ت)

Zeeman effect	تأثير زيمان
Stark effect	تأثير شتارك
Compton effect	تأثير كبتون
Photoelectric effect	التأثير الكهروضوئي

Isotope effect	التأثير النظيري
Tunneling effect	تأثير النفق
Ionization	تأين
Charge exchange	تبادل الشحنة
Gravitation	الثقلية أو الجاذبية
Emperical	تجريبي
Infrared	تحت الحمراء
Disintergration	تحلل أو تفكك
Fourier analysis	التحليل الفورييري
Partial wave analysis	التحليل الموجي الجزئي
Lorentz transformation	تحويل لورنتز
Term scheme	تخطيط حدود
Schematic	تخطيطي
Creation	تخليق
Pair creation and annihilation	تخليق وفناء الزوج
Interference	التداخل
Interference of light	التداخل الضوئي
Superposition	التراكب
Incoherent superposition	تراكب لامترابط
Coherent superposition	تراكب مترابط
Angular frequency	التردد الزاوي
Fine structure	التركيب الدقيق
Atomic structure	التركيب الذري
Shell structure	التركيب القشري أو التركيب الصدفي
Electronic configuration	التشكيل الإلكتروني
Collision	تصادم
Multiplicity of energy levels	العدد في مستويات الطاقة
Chain reaction	التفاعل المتسلسل
Interactions	تفاعلات بينية أو متبادلة

Partical interactions	التفاعلات البينية للجسيمات
Electromagnetic interactions	التفاعلات البينية الكهرومغناطيسية
Chemical reactions	التفاعلات الكيميائية
Nuclear reactions	التفاعلات النووية
Probability interpretation of quantum-mechanics	التفسير الاحتمالي لميكانيكا الكم
Dissociation	تفكك
Resonance fluorescence	التفلور الرنيني
WKB-approximation	تقريب WKB
Born-Oppenheimer approximation	تقريب بورن - أوبنهايمر
Statistical fluctuations	التقلبات الإحصائية
Fourier integral	التكامل الفورييرى
Quantization	تكيم أو تكمية
Isotropy	تمائل اتجاهى
Partical-antipartical symmetry	تمائل الجسيم وضديده
Rotational symmetry	تمائل دورانى
Prediction	تنبؤ
Angular distribution	التوزيع الزاوى

(ث)

Constant	ثابت
Decay constant	ثابت اضمحلال
Planck's constant	ثابت بلانك
Boltzmann's constant	ثابت بولتزمان
Coupling constant	ثابت الترابط
Fine structure constant	ثابت التركيب الدقيق
Rydberg constant	ثابت ريدبرج
Gas constant	ثابت الغاز

Universal gas constant

ثابت الغاز الجامع

Second

ثانية

Triplet

ثلاثي

Meson octet

ثمانية الميزونات

Electric dipole

ثنائي القطب الكهربائي

Physical constants

ثوابت فيزيائية

(ج)

Periodic table of elements

الجدول الدوري للعناصر

Mole

جرام جزئي

Diatomic molecule

جزيء ثنائي الذرات

Particle

الجسيم

Omega-minus particle

جسيم أوميغا السالب

Beta Particle

جسيم بيتا

Cascade particle

جسيم تماقي

Antiparticle

الجسيم المضاد أو ضد الجسيم

Alpha-particles

جسيمات ألفا

Elementary particles

الجسيمات الأولية

Unstable particles

الجسيمات غير المستقرة

Potential

الجهود

Ionization potential

جهود التأين

Molecular potential

الجهود الجزيئية

Critical potential

الجهود الحرج

Step potential

جهود السلم

(ح)

Shutter

حاجب

Barrier

حاجز

Potential barrier	حاجز جهد
Coulomb barrier	حاجز كولوم
Quasistationary (Quasi - stable) States	الحالات شبه المستقرة
Quantum states	الحالات الكمية
Ground state	الحالات الأرضية
Virtual state	حالة افتراضية
Metastable state	حالة شبه مستقرة
Excited state	حالة مثارة
Stationary state	حالة مستقرة
Eigenstate	حالة مميزة
Ionization limit	حد التأين
Dissociation limit	حد التفكك
Quantum limit	الحد الكلي
Terms	حدود
Spectral terms	الحدود الطيفية
Heat	الحرارة
Critical	حرج
Thermal motion	الحركة الحرارية
Random motion	الحركة العشوائية
Diffraction	الحيود
X-ray diffraction	حيود الأشعة السينية
Electron diffraction	الحيود الإلكتروني

(خ)

Voltaic cell	الخلية الفولائية
Statistical mixture	خليط إحصائي

(د)

Schrodinger wave function	دالة شرودينجر الموجية
Work function	دالة الشغل
Eigenfunction	دالة مميزة
Wave function	دالة موجية
Degree of freedom	درجة التحرر
Temperature	درجة حرارة
Absolute temperature	درجة الحرارة المطلقة
Kelvin degree	درجة كلفن
Wave guide	دليل موجي
Dumb-bell	دمبلز
Rigid rotator	الدوار الجاسء
Deuteron	الديوترون
Deuterium	ديوتيريوم

(ذ)

Intrinsic	ذاتي
One-electron atoms	أذرات ذات الكترون واحد
Alkali atoms	أذرات القلويات
Multi-electron atoms	أذرات متعددة الألكترونات
Muonic atoms	الأذرات الميونية

(ر)

Mass spectrograph	راسم مطياف الكتلة
Electric quadrupole	رباعي القطب الكهربى
Molecular binding	الربط الجزيئى
Order of magnitude	رتبة عظم أو كبر

Monotonic	رتيب أو مطرد
Wave train	رتل موجى أو قطار موجى
Meteorite	رجم أو حجر نيزكى
Cascade shower	الرخاخ المتعاقب
Energy levels diagram	رسم مستويات الطاقة التخطيطى
Term diagrams	رسومات تخطيطية للحدود
Spectroscopic notation	الرموز الطيفية
Resonance	الرنين

(ز)

Resolving time	زمن التحليل
Lifetime	زمن العمر (فترة الحياة)

(س)

Velocity	سرعة
Phase velocity of matter waves	السرعة الطورية للموجات المادية
Group velocity	سرعة المجموعة (أو السرعة الجماعية)
Amplitude	السعة
Probability amplitude	سعة احتمالية
Scattering amplitude	سعة الاستطارة
Transfer amplitude	سعة الانتقال
Wave amplitude	سعة الموجة
Caloric	الحر

(ش)

Metastable	شبه مستقر
Crystal lattice	شبكة البلورة

Charge	الشحنة
Electron charge	شحنة الإلكترون
Elementary charge	الشحنة الأولية
Hypercharge	الشحنة الزائدة أو القوية
Nuclear charge	الشحنة النووية
Bohr-Sommerfeld quantum condition	شرط بوهر - سمرفلد الكمى
Boundary conditions	الشروط الحدية
Quantum conditions	الشروط الكمية
Mode	شكل أو أسلوب

(هـ)

Absolute zero	الصفر المطلق
Tube	صمام
Tank	صهريج
Acoustic	الصوت
Formula	صيغة
Breit-Wigner formula	صيغة برايت - فيجنىر

(ض)

Antiproton	ضديد البروتون أو البروتون المضاد
Antilambda	ضديد لامدا أو لامدا المضاد
Antineutron	ضديد النيوترون أو النيوترون المضاد
Antineutrino	ضديد النيوترينو أو النيوترينو المضاد
Radiation pressure	ضغط الإشعاع
Incoherent light	ضوء لامترابط

(د)

Energy	الطاقة
Excitation energy	طاقة الاثارة
Translational energy	الطاقة الانتقالية
Ionization energy	طاقة التأين
Dissociation energy	طاقة التفكك
Nuclear Coulomb repulsion energy	طاقة التنافر الكولومية النووية
Binding energy	طاقة الربط أو الترابط
Nuclear binding energy	طاقة الربط النووية
Coulomb energy	طاقة كولوم
Potential energy	طاقة وضع (أو جهد)
Retarding field method	طريقة المجال المشبط
Ensemble	طقم متناسق الأجزاء
de Broglie wavelength	طول دي بروي الموجي
Compton wavelength	طول كبتون الموجي
Wavelength	الطول الموجي
Spectrum	الطيف
Emission spectrum	طيف الانبعاث
Mass spectrum	طيف كتل

(ظ)

Creation phenomena	ظاهرة التخليق
Destruction phenomena	ظاهرة الهدم
Phenomenological	ظواهرية

(ع)

Universal	عالمي ، جامع أو كلي
Factor	عامل أو معامل

Counter	عداد
Geiger-Muller counter	عداد جيجر - مولر
Scintillation counter	العداد الوميضي
Avogadro's number	عدد أفوجادرو
Baryon number	العدد الباريوني
Integer	عدد صحيح
Principal quantum number	العدد الكمي الرئيسي
Wave number	العدد الموجي
Charge independence	عدم الاعتماد على الشحنة
Width	عرض
Line width	عرض الخط
Natural line width	العرض الطبيعي للخط
Width of energy level	عرض مستوى الطاقة
Dipole moment	عزم ثنائي القطب
Magnetic dipole moment	عزم ثنائي القطب المغناطيسي
Nodes of wave function	عقد الدوال الموجية
Node	عقدة
Uncertainty relation	علاقة عدم التيقن
Spectroscopy	علم الطيف
Stepwise	على هيئة درجات
Age	عمر
Mean life	العمر المتوسط
Collision processes	العمليات التصادمية
Rare earth elements	العناصر الأرضية النادرة
Actinide elements	العناصر الأكتينية
Noble gas elements	عناصر الغازات الحاملة
Chemical elements	العناصر الكيميائية
Lanthanide elements	عناصر اللانثانيد

Element

عنصر

Macroscopic

عـيـاني

(غ)

Ideal gas

الغاز المثالي

Strangeness

الغرابية

Cloud chamber

الغرفة السحابية

Bubble chamber

غرفة الفقاعة

Polaroid

غشاء مستقطب (بيرلارويد)

Inelastic

غير مرن

(ف)

Doulbe slit

فتحة ثنائية ضوئية

Vacuum

الفراغ

Vactor space

فراغ المتجهات

Action

الفعل

Action at a distance

الفعل من بعد

Fluorescence

الفلورية

Annihilation

الغناء

Photon

الفوتون

Fermi (unit of length)

فيرمي (وحدة طول)

Classical physics

الفيزياء الكلاسيكية أو التقليدية

Microphysics

الفيزياء المجهرية

Flux

فيض

(ق)

Stokes rule

قاعدة ستوكس

Wien's displacement law

قانون الإزاحة لفين

Kepler' s law	قانون كبلر
Coulomb's law	قانون كولوم
Kirchhoff's law	قانون كيرشهوف
Shell	قشرة
K-shell	قشرة أو طبقة - K
Subshells	القشور أو الأغلفة الفرعية
Inertia	قصور ذاتي
Parabola	قطع مكافئ
Quantum jumps	القفزات الكمية
Peak	قمة
Selection rules	قواعد الانتقاء
Relativistic transformation laws	قوانين التحويل النسبية
Nuclear forces	القوى النووية
Expectation value	قيمة متوقعة
Optimum value	قيمة مثلى
Eigenvalue	قيمة مميزة

(ك)

Detector	كاشف أو مكشاف
Electron mass	كتلة الإلكترون
Atomic mass	الكتلة الذرية
Electromagnetic mass of electron	الكتلة الكهرمغناطيسية للإلكترون
Reduced mass	الكتلة المختزلة
Probability density	كثافة احتمالية
Spherically symmetric	كروي تماثل
Quantum efficiency	الكفاءة الكمية
Quantum	كم أو كمية
Energy quantum	كم الطاقة

Quantum of action

كم الفعل

Quanta

كمات

Angular momentum

كمية التحرك الزاوية

Total angular momentum

كمية التحرك الزاوية الكلية

Orbital angular momentum

كمية التحرك الزاوية المدارية (أو الدورانية)

Spin angular momentum

كمية التحرك الزاوية المغزلية

Electric

كهربى

Quantum electrodynamics

الكهرديناميكا الكمية

Electrostatic

كهرستاتيكا

Electromagnetic

كهرمغناطيسى

Quarks

الكواركات

Particle detectors

كواشف الجسيمات

Planetary

كوكبية

Kilogram

كيلوجرام

(ل)

Dimensionless

لا بعدى

Leptons

الليبتونات

Noise

لغط

(م)

Exclusion principle

مبدأ الاستبعاد

Superposition principle

مبدأ التراكب

Correspondence principle

مبدأ التناظر

Combination principle

المبدأ التوافقى

Ritz combination principle

مبدأ الضم لريتز

Heisenberg uncertainty principle

مبدأ عدم التيقن لهيزنبرج

Inequality

متباينة

Oscillator	المتذبذب
Damped oscillator	متذبذب تضاؤلى
Harmonic oscillator	المتذبذب التوافقى
Driven oscillator	المتذبذب القسرى
Coherent	متراابط
Conjugate	مترافق
Self-conjugate	مترافقة ذاتية
Equality	متساوية
Series in hydrogen spectrum	المتسلسلات فى طيف الهيدروجين
Balmer series	متسلسلة بالمر
Bracket series	متسلسلة براكت
Lyman series	متسلسلة ليمان
K_{α} - series	متسلسلة K_{α}
Continuum of energy levels	متصل مستويات الطاقة
Multiple	متعدد أو مضاعف
Multiplet	متعددة
Dynamical variable	متغير ديناميكى
Conjugate variables	متغيرات مترافقة
Average	متوسط
Averages of physical variables	متوسطات المتغيرات الفيزيائية
Localized	متمركز
Quantum field	المجال الكمى
Electromagnetic field	المجال الكهرمغناطيسى
Static meson field	مجال ميزونى استاتيكي
Distinct statistical ensembles	مجاميع إحصائية متميزة
Set	مجموعة أو نظام أو فئة
Mixed ensemble	مجموعة إحصائية خليطة
Pure ensemble	مجموعة إحصائية نقية

Bohr magneton	مجنيتون بوهر
Microscopic	مجهرى أو ميكروسكوبى
Diffraction grating	موزون الحيود
Range of alpha-particles	مدى جسيمات ألفا
Range of nuclear forces	مدى القوى النووية
Spectrograph	مرسمة الطيف
Polarization filter	مرشح استقطاب
Momentum filters	مرشحات كمية تحرك
Elastic	مرن
Collision cross section	مساحة المقطع التصادمى
Cross section	مساحة المقطع المستعرض
Differential cross section	مساحة المقطع المستعرض التفاضلية
Reaction cross section	مساحة المقطع المستعرض للتفاعل
Total cross section	مساحة المقطع المستعرض الكلية
Elastic cross section	مساحة المقطع المستعرض المرن
Geometric cross section	مساحة المقطع الهندسى المستعرض
Transverse	مستعرض
Virtual level	مستوى افتراضى
Energy level	مستوى طاقة
Phase plane of oscillator	المستوى الطورى للمتذبذب
Discrete energy levels	مستويات الطاقة المنفصلة
Fractionally charged	مشحون كسريا
Terminology	المصطلحات
S-matrix	مصفوفة - S
Photomultiplier	المضاعف الضوئى
Absolute	مطلق
Beta spectroscopy	مطيافية بيتا
Microwave spectroscopy	مطيافية الموجات الميكروية

Maxwell's equations	معادلات ماكسويل
Non-linear field equations	معادلات المجال غير الخطية
Dirac equation	معادلة ديراك
Schrodinger equation	معادلة شرودينجر
Time-independent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن
Time-dependent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن
Klein-Gordon equation	معادلة كلاين - جورادون
Wave equation	معادلة موجية
Relativistic wave equation	المعادلة الموجية النسبية
Modulus	معامل
Transmission coefficient	معامل النفاذية
Transition rate	معدل انتقال
Atomic standards of measurement	المعايير الذرية للقياس
Standard	معياري
Electron spin	مغزلية الإلكترون
Isotopic spin	المغزلية النظيرية
Nuclear reactor	المفاعل النووي
Michelson interferometer	مقياس تداخل مايكلسون
Features	ملامح أو سمات
Millibarn	مللي بارن (وحدة قياس مساحة مقطع)
Frame of reference	مناط إسناد
Yield curve for nuclear reaction	منحنى الإنتاج للتفاعل النووي
Smooth curve	منحنى سلس
Literature	المنشورات
Discrete	متفصل
Systematic	منهجي
Operator	مؤثر أو عامل

Energy operator	مؤثر الطاقة
Laplacian operator	المؤثر اللاپلاسى
Position operator	مؤثر موضع المكان
Differential operators	مؤثرات تفاضلية
de Broglie waves	موجات دى برولى
Guide waves	موجات دالة أو دليلية
Pilot waves	موجات رائدة أو هادية
Matter waves	الموجات المادية
Standing waves	الموجات الموقوفة
Microwaves	موجات ميكرونية أو دقيقة
Wave	موجة
Plane wave	موجة مستوية
Phase retarder	مؤخر طورى
Position	موضع مكان
Meson	الميزون
Eta-meson	ميزون إيتا
Pi-meson (pion)	ميزون باى (البيون)
K-mesons	ميزونات K
Quantum mechanics	الميكانيكا الكمية
Matrix mechanics	ميكانيكا المصفوفات
Electron microscope	الميكروسكوب الألكترونى
Muon	الميون

(ن)

Pulse	نبضة
Branching ratio	نسبة التفرع
Electron-proton mass ratio	نسبة كتلة الألكترون إلى كتلة البروتون
Relativity	النسبية

Special relativity	النسبية الخاصة
General relativity	النسبية العامة
Alpha-radioactivity	نشاط الفا الإشعاعي
Radioactivity	النشاط الإشعاعي
Radius	نصف القطر
Bohr radius	نصف قطر بوهر
Atomic radius	نصف القطر الذرى
Electron classical radius	نصف القطر الكلاسيكى للإلكترون
Kinetic theory	النظرية الحركية
Rutherford theory of alpha particle scattering	نظرية رذرفورد لاستطارة جسيمات الفا
Schrodinger theory of quantum mechanics	نظرية شرودينجر لميكانيكا الكم
Eightfold Way theory	نظرية طريق الثمانى طيات
Measurement theory	نظرية القياس
Quantum theory of transitions	النظرية الكمية للانتقالات
Quantum field theory	نظرية المجال الكمية
Isotope	نظير
Transmission	نفاذ
Mass defect	النقص الكتلى
Turning point	نقطة الرجوع
Pattern	نمط
Limit	نهاية أو حد
Minimum	نهاية صغرى
Maximum	نهاية كبرى أو عظمى
Finite	نهائى
Parent nucleus	النواة الأم
Daughter nucleus	النواة الوليدة
Neutron	النيوترون

Neutrino	النيوترينو
Mu-neutrino	نيوترينو - ميو (نيوترينو - μ)
Nucleon	النوكليون أو النوية

(ه)

Hadrons	المادرونات
Target	هدف
Destruction	هدم
Sigma hyperon	هيدرون سيجما
Lambda hyperon	الهيدرون لامدا
Hyperons	الهيدرونات
Heavy hydrogen	الهيدروجين الثقيل
Liquid hydrogen	الهيدروجين السائل
Hertz (Hz)	هيرتز (Hz) (وحدة تردد)

(و)

Shield	واق
Units of measurement	وحدات القياس
Atomic mass unit(amu)	وحدات الكتلة الذرية
Atomic weight	الوزن الذري
Mechanical mass of electron	الوزن الميكانيكي للإلكترون
Scintillation	الوميض
Abundance	وفرة
abundance of elements	وفرة العناصر

(ي)

Diverge	يتباعد
Dissociate	يتفكك
Deflect	يحرف
Derive	يستنبط

المصطلحات العلمية (انجليزي عربي)

(A)

Absolute	مطلق
Absolute temperature	درجة الحرارة المطلقة
Absolute zero	الصفر المطلق
Absorption	امتصاص
Absorption of light	امتصاص الضوء
Absorption spectra	أطياف الامتصاص
Abundance	وفرة
Abundance of elements	وفرة العناصر
Acoustic	الصوت
Actinide elements	العناصر الأكتينية
Action	الفعل
Action at a distance	الفعل من بعد
Age	عمر
Alkali atoms	ذرات القلويات
Allowed transitions	الانتقالات المسموحة أو المباحة
Alpha-particles	جسيمات ألفا
Alpha-radioactivity	نشاط ألفا الإشعاعي
Amplitude	السعة
Angström (Å)	أنجستروم (وحدة قياس)
Angular distribution	التوزيع الزاوي
Angular frequency	التردد الزاوي
Angular momentum	كمية التحرك الزاوية
Annihilation	الفناء

Antibaryons	الباريونات المضادة أو أضداد الباريونات
Antilambda	ضديد لامدا أو لامدا المضاد
Antineutrino	ضديد النيوترينو أو النيوترينو المضاد
Antineutron	ضديد النيوترون أو النيوترون المضاد
Antiparticle	الجسيم المضاد أو ضديد الجسيم
Antiproton	ضديد البروتون أو البروتون المضاد
Atomic mass	الكتلة الذرية
Atomic mass unit (amu)	وحدة الكتلة الذرية
Atomic radius	نصف القطر الذري
Atomic spectra	الأطياف الذرية
Atomic standards of measurement	المعايير الذرية للقياس
Atomic structure	التركيب الذري
Atomic weight	الوزن الذري
Average	متوسط
Averages of physical variables	متوسطات المتغيرات الفيزيائية
Avogadro's number	عدد أفوجادرو

(B)

Balmer series	متسلسلة بالمر
Band spectra	أطياف شريطية
Barn (unit of cross-section)	بارن (وحدة قياس مساحة مقطع مستمر)
Barrier	حاجز
Barrier penetration	اختراق الحاجز
Baryon number	العدد الباريوني
Baryons	الباريونات
Beta decay	اضمحلال بيتا
Beta particle	جسيم بيتا
Beta spectroscopy	مطيافية بيتا
Binding energy	طاقة الربط أو الترابط

Black-body radiation	إشعاع الجسم الأسود
Bohr mangeton	مجنيتون بوهر
Bohr radius	نصف قطر بوهر
Bohr-Sommerfeld quantum condition	شرط بوهر - سمرفلد الكمي
Boltzmann's constant	ثابت بولتزمان
Born-Oppenheimer approximation	تقريب بورن - أوبنهايمر
Boundary conditions	الشروط الحدية
Bracket series	متسلسلة براكيت
Branching ratio	نسبة التفرع
Breit-Wigner formula	صيغة برايت - فيجنر
Bremsstrahlung	إشعاع الفرملة
Broadening of spectral lines	اتساع خطوط الطيف
de Broglie waves	موجات دي - برولي
de Broglie wavelenght	طول دي - برولي الموجي
Bubble chamber	غرفة الفقاعة

(C)

Calorie	السعر
Cascade particle	جسيم تماقبي
Cascade shower	الرخاخ المتعاقب
Cerenkov radiation	إشعاعات شرينكوف
Chain reaction	التفاعل المتسلسل
Characteristic radiation	الإشعاع المميز
Charge	الشحنة
Charge conservation	بقاء الشحنة أو الحفاظ على الشحنة
Charge exchange	تبادل الشحنة
Charge independence	عدم الاعتماد على الشحنة
Chemical elements	العناصر الكيميائية
Chemical reactions	التفاعلات الكيميائية

Classical physics	الفيزياء الكلاسيكية أو التقليدية
Cloud chamber	الغرفة السحابية
Coherent	مترابط
Coherent superposition	تراكم مترابط
Collision	تصادم
Collision broadening of spectral lines	الاتساع التصادمي لخطوط الطيف
Collision cross section	مساحة المقطع التصادمي
Collision processes	المعاملات التصادمية
Combination principle	المبدأ التوافقي
Compton effect	تأثير كبتون
Compton wavelength	طول كبتون الموجي
Conjugate	مترافق
Conjugate variables	متغيرات مترافقة
Conservation	البقاء أو الحفاظ
Conservation of angular momentum	بقاء كمية التحرك الزاوية
Conservation of baryon number	بقاء العدد الباريوني
Conservation of charge	بقاء الشحنة
Conservation of energy	بقاء الطاقة
Conservation of hypercharge	بقاء الشحنة الزائدة
Conservation of momentum	بقاء كمية التحرك
Constant	ثابت
Continuum of energy levels	متصل مستويات الطاقة
Correspondence principle	مبدأ التناظر
Cosmic rays	الأشعة الكونية
Coulomb barrier	حاجز كولوم
Coulomb energy	طاقة كولوم
Coulomb's law	قانون كولوم
Counter	عداد

Coupling constant	ثابت الترابط
Creation	تخليق
Creation phenomena	ظاهرة التخليق
Critical	حرج
Critical potential	الجهد الحرج
Cross section	مساحة المقطع المستعرض
Crystal	بلورة
Crystal lattice	شبكة البلورة

(D)

Damped oscillator	متذبذب تضاؤلى
Daughter nucleus	النواة الوليدة
Decay	اضمحلال
Decay constant	ثابت اضمحلال
Decay mode	أنمطة اضمحلال
Deflect	يحرف
Degree of freedom	درجة التحرر
Derive	يستنبط
Derivation	استنباط
Destruction	هدم
Destruction phenomena	ظاهرة الهدم
Detector	كاشف أو مكشاف
Deuterium	ديوتيريوم
Deuteron	الديوترون
Diatomic molecule	جزيء ثنائى الذرات
Differential cross section	مساحة المقطع المستعرض التفاضلية
Differential operators	مؤثرات تفاضلية
Diffraction	الحيود
Diffraction grating	محزوز الحيود

Dimension	بعد
Dimensional	بعلى
Dimensionless	لا بعلى
Dipole moment	عزم ثنائى القطب
Dipole radiation	إشعاع ثنائى القطب
Dirac equation	معادلة ديراك
Discrete	منفصل
Discrete energy levels	مستويات الطاقة المنفصلة
Disintegration	تحلل أو تفكك
Dissociate	يتفكك
Dissociation	تفكك
Dissociation energy	طاقة التفكك
Dissociation limit	حد التفكك
Distinct statistical ensembles	مجاميع إحصائية متميزة
Diverge	يتباعد
Doppler broadening	اتساع دوبلر
Doppler shift	إزاحة دوبلر
Double slit	فتحة ثنائية صوتية
Driven oscillator	المتذبذب القسرى
Dumb-bell	دمبلز
Duration	أمد
Dynamical variable	متغير ديناميكى

(E)

Earth	الأرض
Eigenfunction	دالة مميزة
Eigenstate	حالة مميزة
Eigenvalue	قيمة مميزة
Eightfold Way theory	نظرية طريق الثمانى طيات

Elastic	مرن
Elastic cross section	مساحة المقطع المستعرض المرن
Elastic scattering	الاستطارة المرنة أو التطاير المرن
Electric	كهربى
Electric dipole	ثنائى القطب الكهربى
Electric dipole transtions	انتقالات ثنائى القطب الكهربى
Electric quadrupole	رباعى القطب الكهربى
Electric quadrupole tranistions	انتقالات رباعى القطب الكهربى
Electromagnetic	كهرومغناطيسى
Electromagnetic field	المجال الكهرومغناطيسى
Electromagnetic interactions	التفاعلات البينية الكهرومغناطيسية
Electromagnetic mass of electron	الكتلة الكهرومغناطيسية للإلكترون
Electromagnetic radiation	الإشعاعات الكهرومغناطيسية
Electron	الإلكترون
Electron capture	الآسر الإلكتروني
Electron charge	شحنة الإلكترون
Electron classical radius	نصف القطر الكلاسيكى للإلكترون
Electron diffraction	الحيود الإلكتروني
Electron mass	كتلة الإلكترون
Electron microscope	الميكروسكوب الإلكتروني
Electron-proton mass ratio	نسبة كتلة الإلكترون إلى كتلة البروتون
Electron spin	مغزلية الإلكترون
Electron volt (eV)	الإلكترون فولت (eV) (وحدة طاقة)
Electronic	الكترونى
Electronic configuration	التشكيل الإلكتروني
Electrostatic	كهروستاتيكا
Element	عنصر
Elementary	أولى
Elementary charge	الشحنة الأولية

Elementary particles	الجسيمات الأولية
Emission	انبعاث
Emission spectrum	طيف الانبعاث
Emperical	تجريبي
Energy	الطاقة
Energy level	مستوى طاقة
Energy levels diagram	رسم مستويات الطاقة التخطيطي
Energy operator	مؤثر الطاقة
Energy quantum	كم الطاقة
Ensemble	مجموعة متناسقة الأجزاء
Equality	متساوية
Eta-meson	ميزون إيتا
Ether	الأثير
Excitation	إثارة
Excitation energy	طاقة الإثارة
Excited state	حالة مثارة
Exclusion principle	بدأ الاستبعاد
Expectation value	قيمة متوقعة
Exponential	أسى

(F)

Factor	عامل أو معامل
Features	ملامح أو سمات
Fermi (unit of lenght)	فيرى (وحدة طول)
Field	مجال
Fine structure	التركيب الدقيق
Fine structure constant	ثابت التركيب الدقيق
Finite	ناتى
Fission	انشطار

Fluorescence	الفلورية
Flux	فيض
Forbidden transitions	الانتقالات الممنوعة أو غير المتاحة
Formula	صيغة
Fourier analysis	التحليل الفورييرى
Fourier integral	التكامل الفورييرى
Fractionally charged	مشحون كسريا
Frame of reference	مناط إسناد
Frequency	تردد
Fundamental	أصل أو أساسى
Fusion	اندماج

(G)

Gamma decay	اضمحلال جاما
Gamma-rays	أشعة جاما
Gas constant	ثابت الغاز
Geiger-Muller counter	عداد جيجر - مولر
General relativity	النسبية العامة
Gemoetric cross section	مساحة المقطع الهندسى المستعرض
Gravitation	الثاقلية أو الجاذبية
Ground state	الحالة الأرضية
Group velocity	سرعة المجموعة (أو السرعة الجماعية)
Guide waves	موجبات دالة أو دليلية

(H)

Hadrons	المادرونات
Harmonic oscillator	المتذبذب التوافقى
Heat	الحرارة
Heavy hydrogen	الهيدروجين الثقيل

Heisenberg uncertainty principle

مبدأ عدم اليقين لهايزنبرج

Hertz (Hz)

هيرتز (Hz) (وحدة تردد)

Hypercharge

الشحنة الزائدة أو الفوقية

Hyperons

الهبرونات

(I)

Ideal gas

الغاز المثالي

Incoherent light

ضوء لامترابط

Incoherent superposition

تراكم لامترابط

Inelastic

غير مرن

Inelastic scattering

استطارة غير مرنة - تطاير غير مرن

Inequality

متباينة

Inertia

قصور ذاتي

Infrared

تحت الحمراء

Integer

عدد صحيح

Interactions

تفاعلات بينية أو متبادلة

Interference

التداخل

Interference of light

التداخل الضوئي

Intrinsic

ذاتي

Ionization

تأين

Ionization energy

طاقة التأين

Ionization limit

حد التأين

Ionization potential

جهد التأين

Isotope

نظير

Isotope effect

التأثير النظيري

Isotopic spin

المغزلية النظرية

Isotropy

تمائل اتجاهي

(K)

K -capture	أسر K -
K -mesons	ميزونات K -
K_{α} -series	متسلسلة K_{α} -
K -shell	قشرة أو طبقة K -
Kelvin degree	درجة كلفن
Kepler's law	قانون كبلر
Kilogram	كيلوجرام
Kinetic theory	النظرية الحركية
Kirchhoff's law	قانون كيرشوف
Klein-Gordon equation	معادلة كلاين - جوردون

(L)

Lambda hyperon	الهيرون لامدا
Lanthanide elements	عناصر اللانثانيد
Laplacian operator	المؤثر اللاپلاسى
Left-circularly polarized	استقطاب دائرى يسارى
Leptons	اللبتونات
Lifetime	زمن العمر (فترة الحياة)
Limit	نهاية أو حد
Line width	عرض الخط
Liquid hydrogen	الهيدروجين السائل
Literature	المنشورات
Localized	متمركز
Lorentz transformation	تحويل لورنتز
Lyman series	متسلسلة ليمان

(M)

Macroscopic	عيانى
Magnetic dipole moment	عزم ثنائى القطب المغناطيسى

Magnetic dipole transistions	انتقالات ثنائى القطب المغناطيسى
Mass defect	النقص الكتلى
Mass spectrograph	راسم مطياف الكتلة
Mass spectrum	طيف كتلى
Matric mechanics	ميكانيكا المصفوفات
Matter waves	الموجات المادية
Maximum	نهاية كبرى أو عظمى
Maxwell's equations	معادلات ماكسويل
Mean life	العمر المتوسط
Measruement theory	نظرية القياس
Meachanical mass of electron	الوزن الميكانيكى للإلكترون
Meson	الميزون
Meson octet	ثمانية الميزونات
Metastable	شبه مستقر
Metastable state	حالة شبه مستقرة
Meteorite	رجم أو حجرة نيزكى
Michelson interferometer	مقياس تداخل مايكلسون
Microphysics	الفيزياء المجهرية
Microscopic	مجهرى أو ميكروسكوبى
Microwave spectroscopy	مطيافية الموجات الميكرونية
Microwaves	موجات ميكرونية أو دقيقة
Millibarn	مللى بارن (وحدة قياس مساحة المقطع)
Minimum	نهاية صغرى
Mirror nuclei	الأنوية المرآوية
Mixed ensemble	مجموعة إحصائية خليطة
Mode	شكل أو أسلوب
Modulus	معامل
Mole	جرام جزيئى

Molecular band spectra	الأطياف الجزيئية الشريعية
Molecular binding	الربط الجزيئى
Molecular potential	الجهد الجزيئى
Momentum filters	مرشحات كمية تحرك
Momentum transfer	انتقال كمية الحركة
Monotonic	رتيب أو مطرد
Multi-electron atoms	ذرات متعددة الألكترونات
Multiple	متعدد أو مضاعف
Multiplet	متعددة
Multiplicity of energy levels	التعدد فى مستويات الطاقة
Mu-neutrino	نيوترينو - ميون (نيوترينو - μ)
Muon	الميسون
Muonic atoms	الذرات الميونية

(N)

Natural line width	العرض الطبيعى للخط
Neutrino	النيوترينو
Neutron	النيوترون
Noble gas elements	عناصر الغازات الحاملة
Node	عقدة
Nodes of wave functions	عقد الدوال الموجية
Noise	لغظ
Non-linear field equations	معادلات المجال غير الخطية
Nuclear binding energy	طاقة الربط النووية
Nuclear charge	الشحنة النووية
Nuclear Coulomb repulsion energy	طاقة التنافر الكولومية النووية
Nuclear fission	الانشطار النووى
Nuclear forces	القوى النووية
Nuclear fusion	الاندماج النووى

Nuclear radii	أنصاف الأقطار النووية
Nuclear reactions	التفاعلات النووية
Nuclear reactor	المفاعل النووي
Nuclei	الأنوية
Nucleon	النوكليون أو النوية

(O)

Omega-minus particle	جسيم أوميغا السالب
One-electron atoms	ذرات ذات إلكترون واحد
Operator	مؤثر أو مفاعل
Optical excitation of atoms	الإثارة الضوئية للذرات
Optically active electrons	الإلكترونات النشطة ضوئياً
Optimum value	قيمة مثلى
Orbital angular momentum	كمية التحرك الزاوية المدارية (أو الدورانية)
Order of magnitude	رتبة عظم أو كبر
Oscillator	المتذبذب

(P)

Pair creation and annihilation	تخليق وفناء الزوج
Parabola	قطع مكافئ
Parameter	بارامتر
Parent nucleus	النواة الأم
Partial wave analysis	التحليل الموجي الجزئي
Particle	الجسيم
Particle-antiparticle symmetry	تماثل الجسيم وضديده
Particle detectors	كواشف الجسيمات
Particle interactions	التفاعلات البينية للجسيمات
Pattern	نمط
Peak	قمة

Pariodic table of elements	الجدول الدوري للعناصر
Perturbation	اضطراب
Phase plane of oscillator	المستوى الطوري للمتذبذب
Phase retarder	مؤخر طورى
Phase shift in scattering	الإزاحة الطورية فى الاستطارة
Phase velocity of matter waves	السرعة الطورية للموجات المادية
Phenomenological	ظواهرية
Photodisintegration	الانحلال الضوئى
Photoelectric effect	التأثير الكهروضوئى
Photoelectrons	الالكترونات كهروضوئية
Photomultiplier	المضاعف الضوئى
Photon	الفوتون
Physical constants	ثوابت فيزيائية
Pilot waves	موجات رائدة أو هادية
Pi-meson (pion)	ميزون باى (البيون)
Planck's constant	ثابت بلانك
Plane wave	موجة مستوية
Planetary	كوكبية
Polarization	الاستقطاب
Polarization filter	مرشح استقطاب
Polaroid	غشاء مستقطب (بولارويد)
Position	موضع مكان
Position operator	مؤثر موضع المكان
Positron	البوزيترون
Potential	الجهد
Potential barrier	حاجز جهد
Potential energy	طاقة وضع (أو جهد)
Prediction	تنبؤ

Pressure broadening of spectral lines	اتساع خطوط الطيف بسبب الضغط
Principal quantum number	العدد الكمي الرئيسي
Principle of superposition	مبدأ التراكب
Probability	الاحتمال
Probability amplitude	سعة احتمالية
Probability density	كثافة احتمالية
Probability interpretation of quantum mechanics	التفسير الاحتمالي لميكانيكا الكم
Proton	البروتون
Pulse	نبضة
Pure ensemble	مجموعة إحصائية نقية
(Q)	
Quanta	كمات
Quantization	تكيم أو تكمية
Quantum	كم أو كمية
Quantum of action	كم الفعل
Quantum conditions	الشروط الكمية
Quantum efficiency	الكفاءة الكمية
Quantum electrodynamics	الكهرديناميكا الكمية
Quantum field	المجال الكمي
Quantum field theory	نظرية المجال الكمية
Quantum jumps	الفقرات الكمية
Quantum limit	الحد الكمي
Quantum mechanics	الميكانيكا الكمية
Quantum numbers	الأعداد الكمية
Quantum states	الحالات الكمية
Quantum theory of transitions	النظرية الكمية للانتقالات
Quarks	الكواركات
Quasistationary states	الحالات شبه المستقرة
Quasi-stable states	الحالات شبه المستقرة

(R)

Radiation	الإشعاع
Radiation pressure	ضغط الإشعاع
Radiative recombination	إعادة التجميع المشعة
Radioactivity	النشاط الإشعاعي
Radius	نصف القطر
Random motion	الحركة العشوائية
Range of alpha-particles	مدى جسيمات ألفا
Range of nuclear forces	مدى القوى النووية
Rare earth elements	العناصر الأرضية النادرة
Reaction cross section	مساحة المقطع المستعرض للتفاعل
Recoil	الارتداد
Reduced mass	الكتلة المختزلة
Reflection	انعكاس
Refraction	انكسار
Relativistic transformation laws	قوانين التحويل النسبية
Relativistic wave equation	المعادلة الموجية النسبية
Relativity	النسبية
Resolving time	زمن التحليل
Resonance	الرنين
Resonance fluorescence	التفلور الرنيني
Retarding field method	طريقة المجال المثبط
Rigid rotator	الدوار الجامد
Ritz combination principle	مبدأ الضم لريتز
Rotational excitations in molecules	الإثارات الجزيئية الدورانية
Rotational symmetry	التماثل الدوراني
Rutherford theory of alpha particle scattering	نظرية رذرفورد لاستطارة جسيمات ألفا
Rydberg constant	ثابت ريدبرج

(S)

S-matrix	مصفوفة S
S-wave scattering	استطارة موجة S
Scattering	استطارة
Scattering amplitude	سعة الاستطارة
Schematic	تخطيطي
Schrodinger equation	معادلة شرودينجر
Schrodinger theory of quantum mechanics	نظرية شرودينجر لميكانيكا الكم
Schrodinger wave function	دالة شرودينجر الموجية
Scintillation counter	العداد الوميضي
Scintillation	الوميض
Second	ثانية
Selection rules	قواعد الانتقاء
Self-conjugate	مترافقة ذاتية
Series in hydrogen spectrum	المتسلسلات في طيف الهيدروجين
Set	مجموعة أو نظام أو فئة
Shell	قشرة
Shell structure	التركيب القشري أو التركيب الصدقي
Shield	واق
Shutter	جانب
Sigma hyperon	هبرون سيجما
Smooth curve	منحنى سلس
Special relativity	النسبية الخاصة
Spectra	الأطياف
Spectral terms	الحدود الطيفية
Spectrograph	مرسمة الطيف
Spectroscopic notation	الرموز الطيفية
Spectroscopy	علم الطيف

Spectrum	الطيف
Spherically symmetric	كروى التماثل
Spin angular momentum	كمية التحرك الزاوية المغزلية
Spontaneous fission	الانشطار العفوى أو التلقائى
Spread	إتساع أو انتشار
Square well potentials	آبار الجهد المربعة
Stability	الاستقرار
Stable nuclei	الأنوية المستقرة
Standard	معيارى
Standing waves	الموجات الموقوفة
Stark effect	تأثير شتارك
Static meson field	مجال ميزونى استاتيكي
Stationary state	حالة مستقرة
Statistical ensemble	مجموعة إحصائية
Statistical fluctuations	التقلبات الإحصائية
Statistical mixture	خليط إحصائى
Statistical spread	الانتشار أو الاتساع الإحصائى
Step potential	جهد السلم
Stepwise	على هيئة درجات
Stokes rule	قاعدة ستوكس
Strangeness	الغرابية
Subshells	القشور أو الأغلفة الفرعية
Sun's radiation	الإشعاعات الشمسية
Superposition	التراكب
Superposition principle	مبدأ التراكب
Systematic	منهاجى
Singal	إشارة

(T)

Tank	صهريج
Target	هدف
Temperature	درجة حرارة
Term diagrams	رسومات تخطيطية للحدود
Term scheme	تخطيط حدود
Terms	حدود
Terminology	المصطلحات
Thermal motion	الحركة الحرارية
Time-dependent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن
Time-independent Schrodinger equation	معادلة شرودينجر غير المعتمدة على الزمن
Total angular momentum	كمية التحرك الزاوية الكلية
Total cross section	مساحة المقطع المستعرض الكلية
Total internal reflection	الانعكاس الداخلي الكلي
Transfer amplitude	سعة الانتقال
Transition	انتقال
Transition rate	معدل انتقال
Transitions	انتقالات
Translational energy	الطاقة الانتقالية
Transmission	نفاذ
Transmission coefficient	معدل النفاذية
Transverse	مستعرض
Triplet	ثلاثي
Tube	صمام
Tunneling effect	تأثير النفق
Turning point	نقطة الرجوع

(U)

Uncertainty principle	مبدأ عدم التيقن
Uncertainty relation	علاقة عدم التيقن

Units of measurement

وحدات القياس

Universal

عالمى ، جامع أو كلى

Universal gas constant

ثابت الغاز الجامع

Unstable particles

الجسيمات غير المستقرة

(V)

Vacuum

الفراغ

Vactor space

فراغ المتجهات

Velocity

سرعة

Vibration

اهتزازة

Vibrational

اهتزازية

Vibrational excitations

الإثارات الاهتزازية

Virtual level

مستوى افتراضى

Virtaul state

خالة افتراضية

Voltatic cell

الخلية الفولتية

(W)

Wave

موجة

Wave amplitude

سعة الموجة

Wave equation

معادلة موجية

Wave function

دالة موجية

Wave guide

دليل موجى

Wave length

الطول الموجى

Wave number

العدد الموجى

Wave packet

باقة موجية أو طرد موجى

Wave train

زقل موجى أو قطار موجات

Width

عرض

Width of energy level

عرض مستوى الطاقة

Wien's displacement law

قانون الإزاحة لفين

Work function

دالة الشغل

WKB-approximation

تقريب - WKB

(X)

X-ray	أشعة إكس أو أشعة - X أو الأشعة السينية
X-ray characteristic radiation	إشعاعات إكس المميزة
X-ray diffraction	حيود الأشعة السينية
X-ray tube	أنبوبة الأشعة السينية

(Y)

Yield curve	منحنى الإنتاج
Yield curve for nuclear reaction	منحنى الإنتاج للتفاعل النووي

(Z)

Zeeman effect	تأثير زيمان
---------------	-------------

المفهرس الأبجدي

(١)

- اتساع إحصائي ، ٣١٠
 الاتساع التصادمي لخطوط الطيف ، ١٧٠
 اتساع دوبلر لخطوط الطيف ، ١٦٨ ، ٣٠٩
 اتساع خطوط الطيف ، ١٦٨ (انظر أيضاً عروض الخطوط)
 الاثارات الاهتزازية للجزيئات ، ٤١٧
 أثر النظير ، ٤١٩
 البارامترات المميزة ، ٤١٩
 جزيء الهيدروجين ، ٤١٣
 الاثارات الدورانية في الجزيئات ، ٤٢٠
 أثر النظير ، ٤٤٠
 الاثارات الضوئية للذرات ، ١٢٨ ، ١٣٩
 أثر زيمان ، ١٠٥
 الأثير ، ٤٨٠
 احتمال العد ، ٤٢١
 اختراق الحاجز ، ٣٦٠
 المشابه الضوئي ، ٣٦٣
 معامل نفاذية ، ٤٨٢
 ونشاط ألفا الإشعاعي ، ٤٨٢
 الأرض ، عمر ، ٣٧٨
 تركيب القشرة ، ٣٧٩
 أرمنتيروس ، و ، ٤٤٧ ، ٤٥١
 إزاحة دوبلر للتردد ، ١٨٧
 الإزاحة الطورية في الاستطارة ، ٤٦٣
 استثارة الذرات بالتصادمات ، ١٣٣
 والحرارة ، ١٣٢
 استرمان ، أ ، ٢٤٤
 استطارة ، تجارب ، ٤٤٦ ، ٤٥٥
- تعليل ميكانيكي كمي ، ٤٥٦
 رنين ، ٤٦٤
 سعة ، ٤٥٩
 ضديد البروتون على بروتون ، ٤٤٧
 المقطع المستعرض ، ٣٤٧ (انظر أيضاً المقطع المستعرض)
 موجة - S ، ٤٥٩
 نظرية ، ٤٥٩
 الاستطارة غير المرنة ، ٣٤٧
 للطرود الموجية ، ٤٨٧
 الاستطارة المرنة ، ٣٤٧
 استطارة موجة - S ، ٤٦٣
 استقرار ، للأتوية ، ٩٩
 للذرات ، ٢٩٣
 استقطاب ، لأشعة X ، ٢٠٢
 للجسيمات المادية ، ٢٦٧
 للضوء ، ٣٢٦
 استون ، ف ، و ، ٩٧
 أسر - K ، ٣٧٥
 الأسر الالكتروني ، ٣٧٤
 الإشعاع (انظر الإشعاع الكهرمغناطيسي)
 إشعاع ثنائي القطب ، ١٥٠ ، ١٧٢
 إشعاع الجسم الأسود ، ٤٦
 قانون بلانك للإشعاع ، ٥٠
 الإشعاع الشمسي ، ١١٧
 إشعاع الفرملة ، ٣٢
 إشعاع X المميز ، ٢٠٣
 الطيف المستمر ، ٢٠٣
 إشعاعات شيرينكوف ، ٢٢٥

الإشعاعات الكهرمغناطيسية ، استقطاب كومتون ،
 ١٩٨
 الاستقطاب ، ٣٢٦
 إفتراضية الفوتون لأينشتاين ، ١٣٦ ، ٥٢
 الإنبعاث والإستقطار بالمتذبذب ، ١٤٢
 الإنبعاث والامتصاص بالذرات ، ١٢٨
 من أنبوبة أشعة X ، ٢٠١
 الجسم الأسود ، ٤٦
 خواص جسيمية ، ١٨٩
 ضغط الإشعاع ، ١٨٩
 عند الفناء ، ٢٠٥
 كثافة الطاقة ، الفيض ، ١٨٩ ، ٢٢٠
 وصف كمي نظري ، ٢١٨
 أشعة جاما المفسنة صوتياً ، ١٩٦
 من حالات مثارة للنكل ، ١٦٨
 الأشعة الكونية ، اكتشاف البيونات والميونات ،
 ٤٩٢
 صورة لرخة ، ٣٠
 أشعة X ، الاستقطاب ، ٢٠١
 قياسات موزلي ، ١٦١
 أصل العناصر ، ٣٧٩
 أعداد الباريونات ، ٢٠٨ ، ٤٦٩ ، ٤٧١ ،
 ٤٧٥
 إضمحلال بيتا ، ١٦٥ ، ٣٧٥
 توليد الحرارة ، ٣٨٨
 للكوبالت ، ١٦٩
 أطياف ، أشعة X - مميزة ، ٢٠٣
 انبعاث وامتصاص ، ١٢٨ ، ١٣١ ، ١٣٣
 جزء من جدول خطوط الطيف ، ١٢٤
 شريطية ، ١٣١ ، ٤٢٣
 الموجات الميكرونية ، ٤٢٣
 أطياف الامتصاص ، ١٣١
 أطياف الإنبعاث للذرات ، ١٣٣ (انظر أيضاً
 أطياف)

الأطياف الجزيئية الشريطية ، صورة ، ١٢٨
 نظرية ، ٤٢٣
 الأطياف الذرية ، ١٢٤ (انظر أيضاً أطياف ،
 طيف)
 الإمتصاص والإنبعاث ، ١٣١ ، ١٣٣
 أطياف شريطية ، ١٣١ ، ٤٢٣
 صورة ، ١٣١
 إعادة التجميع المشعة ، ١٣٦
 الأعداد الكمية ، ١٤٨
 الأغلفة الفرعية في الذرات متعددة الإلكترونات ،
 ١٦٠
 إكشاليني ، ج ، ب ، س ، ٤٩٢
 الإلكترون ، الشحنة ، الكتلة ، ٤١ ، ٨٣ ،
 ٥٠٤
 الحيود ، ٢٣٩ (انظر أيضاً حيود الإلكترونات)
 طول كبتون الموجي ، ١٩٨ ، ٥٠٥
 مساحة المقطع المستعرض في الإستقطار من
 الكالسيوم ، ٤٥٨
 نصف القطر الكلاسيكي ، ٣٥ ، ٥٩ ، ٥٠٥
 الكترون فولت eV ، ٧٧
 الإلكترونات النشطة صوتياً ، ٩٣
 الألومنيوم ، مساحة المقطع المستعرض للبروتونات ،
 ٤٦٦
 اليافان ، ت ، أ ، ٤٥٦
 امتصاص وإنبعاث الضوء ، ١٢٨ ، ٥٠٠
 قانون كيرشهوف ، ٤٩
 الإنبعاث الضوئي ، ١٢٨
 قواعد الاختيار ، ١٥٠
 أنبوبة إشعاع X ، ٢٠٢
 أنبوبة المضاعف الضوئي ، ٣٠٠ ، ٣٠٣
 الكفاءة المادية ، ٣٠٤
 انتقال كمية الحركة في الحيود ، ٤٢٣
 الإنتقالات ، فروض كمية ، ١٢٨
 إنتقالات ثنائي القطب الكهربائي ، ١٥٠ ، ١٧٢

انتقالات رباعي القطب الكهربى ، ١٧٥

الانتقالات المجازة ، ١١٣ ، ١٧٨

الانتقالات المغناطيسية لثنائى القطب المغناطيسى ،

١٧٦

الانتقالات المتنوعة ، ١٧٨

إنجستروم ، أ. ج. ، ٥٤

وحدة قياس طول ، ٥٤

الإنحلال الضوئى للديوتيرون ، ١٣٨

أندرسون ، س. د. ، ٢٠٥ ، ٢٢٦

إندماج الأنوية ، ١٢٠

الإندماج النووى ، ١٢٩

إنشطار الأنوية ، ١١٩

إنشطار تلقائى ، ١١٩

الإنشطار النووى ، ١١٩

أنصاف أقطار ، للأنوية ، ١٠١

للذرات ، ٦٠ ، ٨٤ ، ٩٠

أنصاف الأقطار الذرية ، ٥٧ ، ٦٠ ، ٨٤ ،

٢٩٢ ، ٩٠

أنصاف أقطار نووية ، ١٠٢ ، ١١٨

واستطارة جسيم ألفا ، ٥٧

والأنوية المرآوية ، ١١٩

الأنظمة شبيهة الهيدروجين ، ٢٥٥

الإنمكاس الداخلى الكلى ، ٣٦٣

انمكاس الفوتونات ، ١٩٠

انكسار الضوء ، ٢٣١

أنمطة إضمحلال ، باريونات وميزونات ، ٤٦٩ ،

٥٠٦ ، ٥٠٧

الأنوية ، التركيب ، الكتلة ، ٩٥

المستقرة ، رسم بياني ، ١٠٠

الأنوية المرآوية ، ١١٩ ، ١٦٤

الأنوية المستقرة ، رسم بياني ، ١٠٠

أنيل ، ج. ، ك. ، ٣٣٠

أهرنفت ، ب. ، ٤٣٤

نظرية ، ٤٣٤

أورثمان ، و. ، ٣٨٨

إيبس ، و. ، ٤٥٢ ، ٤٥٣

إيزبرج ، د. م. ، ٣٨٤

إيزنبرج ، ف. ، ١٦٣ ، ١٨٠ ، ١٨٣

إينزبورن ، أ. ، ١٣٥

إينشتاين ، أ. ، ٢٢ ، ٥١ ، ١٣٦

السيرة ، ٢٢

النسبية العامة ، ١٠٤

النظرية الكهرضوئية ، ٥٢ ، ١٣٦

(ب)

باركلا ، س. ، ج. ، ٢٠٢

بارن ، ٤٥٢

بارنز ، ف. ، أ. ، ٤٧٩

بارو ، ج. ، م. ، ٤٣٧

باريونات ، ٤٦٩ ، ٤٨٠

الباريونات المضادة ، ٢٠٨ ، ٤٦٩ ، ٤٧١ ،

٤٧٧

باورز ، ب. ن. ، ٢٤٤

باولى ، و. ، ٩٣

مبدأ الاستبعاد ، ٩٣ ، ١٥٧

البروتون ، ٩٥

فناء شديد البروتون ، ٢٠٩

المقطع المستعرض على الألومنيوم ، ٤٦٦

بروستروم ، ك. ، ج. ، ٤٦٦

برنجشم ، أ. ، ٣٦ ، ٥٢

بريلوين ، ل. ، ٤١١

بقاء ، الشحنة ، ١١٠ ، ٤٧٣

الطاقة فى اضمحلال بيتا ، ٣٨٨

الطاقة وكمية التحرك ، ٢٥٥

العدد الباريونى ، الشحنة الفوقية ، ٤٧٥

كمية التحرك الزاوى ، ١٥٠

بقاء الشحنة ، ١١٠ ، ٤٧٣

بلانك ، ٥٠ ، ٦٥

بيليكراد ، ج . ب ، ٤٥٨

سيرة ، ٢٦

فرض التكسيم ، ٥٠

نظرية طيف الجسم الأسود ، ٥٠

بلورات ، ٢٤

وعدد أفوجادرو ، ٤٣

كمحزوزات حيود ، ٤٣ ، ٢٣٨ ، ٢٤٤

بلورة كلوريد الصوديوم ، ٤٣

بلوم ، أ . ل ، ١٨٠

بنان ، س . ، ٤٩٩

بوديسك ، ف . أ ، ٣٧٨

بورس ، أ . هـ ، ٦٥ ، ١٦١ ، ٢٢٣

بورن ، م ، ٢٧٤ ، ٣٤٣

سيرة ، ٣٤٣

البوزيترونات ، في اضمحلال بيتا ، ١٦٨

اكتشاف ، ٢٠٥

خواص ، ٤٦٩

في الرخات ، ٣٢

الفناء ، ٢٠٥

بولتزمان ، ل ، ٢٦

بوليف ، د . أ ، ١٩٥

بوهر ، ن . ، ٦٠ ، ١٢٧

التنبؤ بالهافنيوم ، ١٥٩

سيرة ، ٦٠

مبدأ التناظر ، ٤٣٥

نظرية انبعاث وامتصاص الضوء ، ١٢٧

نظرية الذرات ، ٥٧ ، ٨٤ ، ١٨٣

بول ، س . ف ، ٤٩٢

بيشا ، أ . هـ ، ٤٩٩

بير بذج ، أ . م . ، ٣٨٥

بير بذج ، ج . ر . ، ٢٢٤ ، ٣٨٥

بيردين ، ج . أ . ، ٢٠٥

بيك ، ج . أ . ، ١٨٠

بيكورييل ، هـ . ، ٦٦

بيلانيوك ، أ . م . ، ٣٣٠

(ت)

تأثير الإرتداد في انبعاث وامتصاص الفوتون ،

٢٢٤

التأثيرات الزوجية - الفردية في الأنوية ، ١٠٠

تأثير شتارك ، ١٠٥

التأثير الكهروضوئي ، تجارب مبكرة ، ٥٢ ، ٥٣

نظرية الكم ، ٥٢

تأثير كومبتون ، تجارب ، ١٩٩

نظرية ، ١٩٨

التأثير النظري ، الدورانات الجزيئية ، ٤٤٠

الإهتزازات الجزيئية ، ٤١٨

التأثير النفق ، ٣٦٠ (انظر أيضاً اختراق الحاجز)

تانبجن ، ر . ، ٢٤٦

تاونس ، ج . هـ . ، ٤٢٤ ، ٤٤١

تايلور ، ج . أ . ، ٢١٨

التأقلية أو الجاذبية ، ١٠٤

تجارب التصادم ، ٤٤٦ ، ٤٥٣

تجارب جيجر ومارسدن ، ٥٧

تجربة دافيسون - جيرمر ، ٢٣٨

تجربة هس ولوسون ، ٦٦

التحليل الفورييري ، ٢٦٥

تحليل موجي جزئي لاستطارة موجة S ، ٤٦٣

تحويل لورنتز ، التردد ، ١٨٧

الطاقة وكية التحرك ، ١٨٨ ، ٢٣٥

موضع المكان والزمن ، ٢٣٥

تخليق وفناء الزوج ، ٢٩ ، ٣٢ ، ٢٠٥ ، ٤٨٩

تداخل الضوء ، المصادر الضعيفة ، ٢١٨

رؤية الأهداب ، ٣٠٧

التراكب ، المترابط ، غير المترابط للضوء ،

٣٢٢ ، ٣٣٠

تراكب الدوال الموجية ، ٢٦٣ ، ٣٩٥

التفاعلات الكيميائية ، ٢٦ ،
 طاقات التفاعل الحجمي ، ٩٤ ،
 التفاعلات النووية ، حاجز كولوم ، ٣٧٥ ،
 التفسير الإحتمالي للميكانيكا الكمية ، ٣٤٣ ،
 التفلور الرنبي ، ١٣٩ ،
 تقريب بورن - أوبنهايمر ، ٤١٥ ،
 تقريب - WKB ، ٤١١ ،
 التكامل الفورييري وعلاقات عدم التيقن ، ٢٨٨ ،
 التكسيم أو التكمية ، ٣٩٠ ،
 للشحنة ، ١١٠ ،
 كمية الحركة الزاوية ، ٦٠ ، ١٥٠ ،
 كمية الحركة المنقولة في الحيوذ ، ٢٤٨ ،
 والموجات الموقوفة ، ٣٩٠ ،
 تلالؤ النجوم ، ٦٧ ،
 التماثل الإتجاهي في الفراغ الفيزيائي ، ١٧٧ ،
 تماثل الجسيم وخديده ، ٢٠٨ ،
 التماثل الدوراني ، ١٧٧ ،
 تنبؤات في ميكانيكا الكم ، ٣٢٢ ،
 توروندايك ، أ. م. ، ٣٣٠ ، ٤٩٨ ،
 التوزيع الزاوي في الاستطارة ، ٤٥٢ ، ٤٥٩ ،
 الإلكترونات على الكالسيوم ، ٤٥٨ ،
 بيونات على بروتونات ، ٤٦٠ ،
 النوترونات على البيزموث ، ٤٥٦ ،
 التوزيع الزاوي في الإنبعاث الضوئي ، ١٧٦ ،
 ١٨٤ ،
 توماتشيك ، ر. ، ٦٤ ،
 توهين الحزمة المارة في مادة ، ٤٥٠ ،
 تيلر ، أ. ، ٤٣٧ ،

(ث)

ثابت اضمحلال ، ٦٦ ، ٣٧٤ ،
 ثابت بلانك ، ٣٥ ، ٧٥ ، ٥٠٤ ،
 تعيينه بواسطة ميليكاني ، ٥٣ ،
 عالميته ، ٢٥٤ ،

تراكب لا مترابط ، ٣١٥ ، ٣١٧ ،
 تراكب مترابط ، مجاميع إحصائية متبائلة ، ٣١٧ ،
 التردد ، ٧٥ ،
 التردد الزاوي ، ٧٥ ،
 التركيب البللوري لكلوريد السيزيوم ، ١١٣ ،
 التركيب الدقيق ، ١٠٦ ،
 في الذرات القلوية ، ١٥٤ ،
 التركيب الذري ، نظرية بوهر ، ٥٧ ، ٨٤ ،
 ١٨٣ ،
 علاقة عدم التيقن ، ٢٩٣ ،
 نظرية شرودينجر ، ٣٩١ ، ٤٢٥ ،
 التركيب القشري أو الصدفي في الذرات ، ١٥٩ ،
 التركيب النووي ، الكتلة ، ٩٥ ،
 تشادويك ، ج. ، ٩٥ ،
 تشامبرلين ، أ. ، ٣٨ ،
 تشاولو ، أ. ل. ، ١٨٠ ، ٤٢٥ ،
 التشكيل الإلكتروفي في الذرات ، ١٥٩ ،
 تشو ، ج. ف. ، ٤٩٨ ،
 تشيف ، ل. أ. ، ٢٨٨ ، ٣٨٥ ، ٤٣٤ ،
 تشيلب ، ب. أ. ، ٤٨٧ ،
 تشيبرز ، ر. ج. ، ٢٦١ ،
 تصميم غرفة الفقاعة ، ٤٨٣ ،
 التطاير مع تبادل الشحنة ، ٢١١ ،
 تعدد مستويات الطاقة ، ١٥٥ ،
 تحليل إحصائي ، للدالة الموجية ، ٣٤٢ ،
 للقياسات ، ٣٠١ ،
 التفاعل المتسلسل ، ١١٩ ،
 التفاعلات البينية أو المتبادلة ، ٤٨٤ ،
 تصنيف ، ٤٧٣ ،
 الضعيفة ، ١٠٩ ، ١٦٨ ،
 القوية ، ١٠٠ ، ١٠٩ ،
 كهرمغناطيسية (انظر أيضاً مجال كهرمغناطيسي)
 التفاعلات البينية للجسيمات في نظرية المجال ، ٤٨٦ ،
 التفاعلات البينية الضعيفة ، ١٦٨ ، ٤٨٥ ،

أشكال تخطيطية ، ١٤٩ (انظر أيضاً أشكال
تخطيطية للحدود)

الجزء الدبلز ، ٤١٩ ، ٤٤٣

جزء الهيدروجين ، الحالات الاهتزازية ، ٤١٣

الجزئيات ، الاثار الاهتزازية ، ٤٢٠ ، ٤٢١

الاثارات الدورانية ، ٤٢٠ ، ٤٢١

أثر النظير ، ٤١٩ ، ٤٤٠

خواص مميزة ، ٩٤

المسافات النووية البينية ، ٩٤

جسيم ، تعريفه ، ٤٦٥

جسيم أوميغا الناقص ، ٤٧٣ ، ٤٧٩

جسيم بيتا ، أشعة بيتا (انظر الكترون ، إضمحلال
بيتا)

جسيم تعاقبي ، ٤٧٩

جسيمات ألفا ، صورة غرفة سحابية ، ٣٩٧

الاستطارة بالنويات ، ٥٧ ، ١١٨

اكتشاف التحولات النووية ، ٢٧

المد ، ٦٦

المدى في الهواء ، ٣٩٧

الحسيمات الأولية ، ٢٤ ، ٤٦٥

تصنيف التفاعلات البينية ، ٤٧٣

جداول ، ٤٦٩ ، ٥٠٦ ، ٥٠٧

الامتدادات ، ٤٧١ ، ٤٨٠

الحسيمات ذات الشحنات الكسرية ، ٤٧٩

جسيمات غير مستقرة ، ٤٦٥

جليسر ، د. أ. ، ٣٣٠

جلهان ، م. ، ٤٩٨

نظرية طريق الثماني طيات

الجهد ، البئر المربعة ، ٤٩١ ، ٤٠٥

في نظرية شرودينجر ، ٣٤٧

يوكاوا

الجهد الجزئي ، ٤١٤

جهد السلم في نظرية شرودينجر ، ٣٥٢

جهود آبار مربعة ، ٣٩١ ، ٤٠٥

ومبدأ عدم التيقن ، ٣٨ ، ٢٩١

ونهاية طيف أشعة X

ثابت بولتزمان ، ٤٦ ، ٧٩ ، ٥٠٤

تعيينه ، ٥١

ثابت التركيب الدقيق ، ٨٤ ، ١٠٧ ، ٥٠٤

والكهرديناميكا الكمية ، ٢٤٢

ثابت ريدبرج ، ٨٤ ، ٥٠٥

ثابت الغاز ، ٤٦ ، ٧٥

ثابت الغاز العالمي ، ٤٦ ، ٧٥ ، ٥٠٤

ثابت فراداي ، ٤١ ، ٧٥ ، ٥٠٤

الثانية ، ١١٢

ثلاثيات مستويات الطاقة في الهليوم ، ١٥٥

ثمانية الميزونات ، ٤٦٩ ، ٤٧١ ، ٤٧٥

ثوابت الترابط ، ١٠٩

إضمحلال بيتا ، التفاعلات المتبادلة الضعيفة ،

١٦٧

تثاقلية ، ١٠٤

المجال الميزوني ، التفاعلات المتبادلة القوية ،

١٠٣ ، ١٠٩ ، ٤٨٨

كهرديناميكا ، ٨٣ ، ٣٣٩

ثوابت الطبيعة ، ١٠٨ ، ٥٠٤ ، ٥٠٥

ثوابت فيزيائية ، جداول ، ٧١ ، ٥٠٤ ، ٥٠٥

فيما يختص بطبيعتها ، ١٠٨

مصاحبة الإلكترونات ، ٨٤

(ج)

جامر ، م. ، ٦٤

جامر ، ج. ، ٢٧٥ ، ٣٧٤

الجداول الدورية للمناصر ، ١٥٧

جرام جزئي ، ٢٧ ، ٧٥

جرای ، ج. و. ، ٤٩٩

جرمر ، ل. ، ٢٣٨

جرمسيل ، أ. ، ٦٤

جروتريان ، و. ، ١٤٩ ، ١٥٨ ، ١٨٠

الحركة المطلقة ، ٤٨١
 حيز المتجهات ، ٢٦٩
 البعدية له ، ٢٧٠
 للحالات الفيزيائية ، ٢٦٨
 حواجز الجهد ، ٣٥١
 الحيوذ ، في أنظمة الفتحات ، ٢٢٢ ، ٢١٦ ،
 ٢٢٦ ، ٢٦٢ ، ٢٨٩ ، ٣٠٤ ، ٣١٦ -
 ٣٢٢
 في البلورات ، ٤٣ ، ٢٣٩ - ٢٤٤ ، ٢٤٩ -
 ٢٥٥ ، ٢٥٩
 في التراكيب الدورية ، ٢٤٤
 حيود إشعاع X (انظر أيضاً الحيوذ)
 في البلورات ، ٤٣
 بواسطة عينة على شكل مسحوق ، ٢٤٢ ،
 ٢٤٣
 حيود أشعة X ، ٤٣
 طريقة ديبي - شيرر ، ٢٤٢
 في التصدير ، ٢٤٣
 حيود الإلكترونات ، اكتشاف ، ٢٣٩
 في بلورات النيكل ، ٢٥٠
 تأثير القلب الحرارى
 تأثير حجم الحبيبة
 في التصدير
 حيود الذرات والجزيئات ، ٢٤٣

(خ)

خط ، طينى ، ١٢٤
 الحلية الفولتية ، ٩٥
 خليط إحصائى ، ٣١٥

(د)

دارو ، ك. ك. ، ٢٧٥
 دافيسون ، س. ج. ، ٢٣٨
 دالة الشغل ، ٥٢
 دالة الموجة ، جسيم فى آبار الجهد ، ٣٩١ ، ٤٠٤

جهود الإستثارة ، ١٣٤
 جهود التأين للذرات ، ٩٠
 الجهود الحرجة ، ١٣٤
 جوردان ، ب. ، ٢٧٢
 جوردان ، و. ه. ، ٢٢٤
 جوردان ، ج. ، ٢٤٣
 جوردون ، ج. ب. ، ١٨٠
 جورفيتش ، د. ، ١٢٦
 جولدسميث ، ه. ه. ، ٤٥٣ ، ٤٥٤
 جولدهاير ، م. ، ٤٩٨
 جونسون ، ف. ت. ، ٢٠٥
 جيرنى ، ر. و. ، ٣٧٤

(ح)

حاجز كولوم فى التفاعلات النووية ، ١١٨ ،
 ٣٦٩ ، ٣٧٤
 حالات شبه مستقرة ، ٤٠٨
 الحالات الكمية ، ١٢٨ ، ٣٩٠
 الحالات المثارة ، ١٢٨ ، ١٣٢ ، (انظر أيضاً
 مستويات الطاقة ، رسومات تخطيطية للمحدود)
 زمن الحياة والعرض ، ١٤٦
 الحالات المميزة ، ٣٩٧
 الحالات الأرضية ، ١٣٢
 حالة مستقرة ، ١٢٨
 فى نظرية شرودينجر ، ٣٩٠
 حجج قائمة على الأبعاد ، ٨٧
 حد التفكك ، ١٦٤ ، ٤١٤
 حدود ، طيفية (مطيافية) ، ١٢٦ (انظر أيضاً
 الرسم التخطيطى للمحدود)
 فى الحديد

فى الصوديوم

حدود طيفية ، ١٢٦

الحركة الحرارية ، ٨٣ ، ٣٠٦

الحركة العشوائية ، ٤٦ ، ٨٣ ، ٣٠٦

لجهد السلم ، ٣٥٢
 الحالة الأرضية للهيدروجين ، ٤٢٧
 الخواص الرياضية لها ، ٣٥٣ ، ٣٨١ ، ٣٩٨
 دي برولي ، ٣٤٤
 السلوك الشامل ، ٤٠٢
 السلوك الموضعي ، ٣٩٨
 شرودينجر ، ٣٤٥
 العقد ، ٤٠٨
 مبدأ التراكب ، ٢٦٣
 والمجموعات الإحصائية ، ٣٢٥
 المعايرة ، ٣٨١
 مرجة مستوية ، ٢٦٣ ، ٢٨٤
 الدالة الموجية لشرودينجر ، ٣٤٥
 التمايل الاحتمالي ، ٣٤٢
 السرعة الطورية وسرعة المجموعة ، ٣٤٦
 درجة الحرارة ، ٤٥ ، ٧٩
 درجة الحرارة المطلقة ، ٤٥ ، ٧٩
 درجة كلفن ، ٤٥ ، ٧٩
 دلائل بعدية ، ٢٦
 الدوار الجاسي ، مستويات الطاقة ، ٤٢١
 الدوال المميزة ، ٣٩٧ (انظر أيضاً دالة موجية)
 لبهر الجهد المربعة
 التوافق الخطية
 المستوى الأرضي للهيدروجين
 دوكر ، ٢٦١.٨
 دوموند ، ج . و . م . ١١٦ ، ٥٠٤
 دي برولي ، ل . ف . ٢٣١
 سيرة ، ٢٣٤
 الطول الموجي ، ٢٣٦ - ٢٣٩
 نظرية الموجات المادية ، ٢٣١
 دي بيتيديتي ، س . ١٨٠
 ديراك ، ب . أ . م . ٢٧١
 معادلة ، ٣٣٩

ديسون ، ف . ج . ٤٩٢
 ديفيز ، س . ب . ١٢٩ ، ١٣٠ ، ١٣٢
 ديوترون ، الحالة الأرضية ، ٤٣٩
 رسم تخطيطي للحدود ، ١٣٨
 طاقة الترابط ، ١١٠ ، ١٣٨
 ديوتيريوم ، ١١٨
 (ذ)
 ذرات ، الحجم الذري والاستمرار ، ٥٧ ، ٧٤
 ٢٩٣
 ذرات ميونية ، ٤٣٠
 للذريين اليونانيين ، ٢٤
 شبيهة الهيدروجين ، ٤٢٥
 مستويات الطاقة (انظر أيضاً مستويات الطاقة)
 ذرات ذات إلكترون واحد ، ٤٢٥
 الأعداد الكمية
 رسومات الحدود التخطيطية ، ٤٢٦ - ٤٢٨
 ذرات القلوبات ، ١٥٢ ، ١٥٧
 ذرات متعددة الإلكترونات ، ٩٠
 تركيب صدقي ، ٩٠ ، ١٥٧
 الذرات الميونية ، ٤٣٠
 ذرة زنك ، مستويات الطاقة ، ١٥٨
 ذرة السيزيوم ، جزء من طيف ، ١٤٧
 ذرة صوديوم ، أصغر مزدوج ، ١٥٣ ، ١٨٢
 جدول مستوى الطاقة ، ١٥٤
 رسم الحدود التخطيطي ، ١٥٣
 ذرة الكاديوم - مستويات الطاقة ، ١٥٨
 ذرة الهيدروجين ، تأثير حركة النواة ، ٤٢٩
 ثابت ريبيرج ، ٨٤ ، ٤٢٩ ، ٥٠٥
 دالة الحالة الأرضية ، ٤٢٧
 رسم تخطيطي للمستويات ، ٤٢٧ ، ٤٢٨
 الطيف ، ١٢٥ ، ١٨٣
 نظرية بوهر ، ٦٠ ، ٨٤ ، ١٨٣
 نظرية شرودينجر ، ٤٢٥

(ر)

راديوم ، ١١٧ ، ٣٧١ ، ٣٧٧

الانتماءات الحرارية ، ١١٤

رأس مطاف الكتلة ، ٩٧

رايس ، ف . أ . ، ٤٣٧

الربط الجزيئي ، ٩٣ ، ٤١٥

رخة متعاقبة ، ٣٢

رزفورد ، أ . ، ٢٨ ، ٥٧ ، ٣٧٨

اكتشاف التفاعلات النووية ، ٢٨

سيرة ، ٥٧

نظرية استطاره جسيمات ألفا ، ٥٧

رسم الحدود التخطيطي ، ١٣١ ، ١٣٧

انحلال ألفا في البرموت ، ١٦٦

انحلال بيتا للنيوترون ، ١٦٧

انحلال الكوبالت ، ١٦٧

ديوترون ، ١٣٨

ذرات الزنك ، الكاديوم ، الزئبق ، ١٥٨

ذرثاليوم ، ١٥٦

ذرة الزئبق ، ١٣٤

ذرة الصوديوم ، ١٥٣

ذرة الليثيوم ، ١٤٩

ذرة الهليوم ، ١٥٥

ذرة الهيدروجين ، ٤٢٦ ، ٤٢٧

نظائر بورون وكربون ، ١٦٥

نظائر الليثيوم والبريليوم ، ١٦٥

نواة البورون ، ١٦٣

رسومات مستويات طاقة تخطيطية (انظر أيضاً

رسومات تخطيطية للحدود)

الخصائص في النشاط الإشعاعي ، ٣٧٧

رموز طيفية ، ١٥٢

الرنين ، في استطاره بيون - بروتون ، ٤٦٨

في تصادمات بروتون - ألومنيوم ، ٤٦٦

صيفة برايت - فيجنر ، ١٤٥ ، ٤٦٤

في فيزياء الجسيمات (الميكرونية) ، ٤٦٦

ومستويات الطاقة الذرية ، ١٤٠

الرنين ، المنحنى العالمي للاستجابة ، ١٤٥

روبنز ، ٥٢ ، ٨

روبي ، س . ل . ، ١٩٥

روتشستر ، ج . د . ، ٣٣٠

روزينبلام ، ب . ، ٤٤١

روزيتبوم ، أ . ب . ، ٤٩٨

روزينفلد ، ٥٠٧ ، ٤٩٨

رين ووتر ، ل . ج . ، ٣٣٠ ، ٤٣٠

(ز)

زافيراتس ، س . د . ، ٣٣٢

زمن التحايل لكواشف الجسيمات ، ٣٣٥

زمن عمر (فترة حياة) للحالات المثارة ، ١٤٧ ،

١٧٣

وعروض مستويات الطاقة ، ١٤٦

الزئبق ، رسم بياني ، ١٣٤ ، ١٥٨

طيف ، ١٣٣

(س)

ساميوس ، ن . ب . ، ٤٩٩

ساندز ، م . ، ٢٧٥

ستيرن ، أ . ، ٢٤٤

سرعة الضوء ، ٣٥ ، ١١٤ ، ٥٠٤

السرعة الطورية (أو سرعة الوجه) للموجات

المادية ، ٢٣٣

سرعة المجموعة للموجات المادية ، ٢٣٣

السمات والشدات ، ٣١٧

سعة الاحتمالية ، ٣١٧

سعة الموجة (انظر أيضاً دالة الموجة)

في حيز كميات الحركة ، ٢٢٦

السعر ، ٧٨

سلسلة باشين ، ٥٩

السلسلة في طيف الهيدروجين ، ٤٢٦

سلسلة يورانيوم - راديوم - رصاص ، ٣٧٧

صورة غرفة الفقاعة ، تبادل الشحنة بالاستطارة ،

٢١١

زوج لامدا - ضد يد لامدا ، ٤٨٩

ضديد سيجا - صفر ، ٤٨٢

فناء البروتون - ضد يد البروتون ، ٤٩٦

لامدا وميزون - K ، ٤٨٥

صيفة برايت - فيجر ، ١٤٥ ، ٤٦٤

صيفة متسلسلة - K_{α} ، ١٦١

(ض)

ضديد البروتون ، ٢٠٨ ، ٢١٢ ، ٤٤٦ ، ٤٥١

٤٦٩ ، ٤٨٩ ، ٤٩٥

ضديد الجسيم ، ٢٠٨ ، ٤٦٩

ضديد لامدا ، ٤٦٩ ، ٤٨٩

ضديد النيوترون ، ٢١٢ ، ٤٦٩

ضديد النيوتريون ، ١٦٧ ، ٤٦٩

ضغط الإشعاع ، ١٨٩

الضوء ، انبعاثه ، (انظر انبعاث الضوء)

المستقطب وغير المستقطب

المنطقة المرئية

ضوء لا مترابط ، ٣٣١

الطاقة ، مقادير مميزة ، ٨٠

وحدات ، ٧٦

طاقة انتقالية للجزيئات ، ٧٩

طاقة التأين للهيدروجين ، ٦٥

ومبدأ عام التيقن ، ٢٩١

طاقة الترابط ، للأنوية ، ٩٦ ، ١٣٦ ، ٢٩٤

للجزيئات ، ٧٤ ، ٤١٣

للدوترون ، ١٣٧ ، ٤٣٩

في الذرات ، ٨٤ ، ٩٠ ، ١٣٦ ، ١٦١ ،

٢٩٢

طاقة ترابطية نووية ، ٩٦

رسم ياني ، ٩٧

طاقة التفكك للجزيئات ، ٩٤ ، ٤١٣

سمرفلد ، أ. ، ٨٦

سيجرية ، أ. ، ١٧٨ ، ٢٠٨ ، ٢٠٩ ، ٣٨٥

سيمون ، أ. و. ، ٨٠

(ثس)

شاموز ، م. ، ٦٥

شبكة البلورة ، ٤٣ ، ٢٤٤

كلوريد السيزيوم ، ١١٣

كلوريد الصوديوم ، ٤٣

الماس ، الجرافيت ، ٤٣

الشحنة ، للإلكترون ، ٤١ ، ٤٣ ، ٧١ ،

٨٣ ، ٥٠٤

للأنوية ، ٩٥ ، ١٦١

للجسيمات الأولية ، ٤٦٩ - ٤٨٠

الكسرية ، ٤٧٩

الشحنة الأولية ، ٤١

الشحنة الزائدة أو الفوقية ، ٤٧٥

الشحنة النووية ، تعيين ، ١٦١

شرط بوهر - سمرفلد الكمي ، ٣٢٨

شرودينجر ، أ. ، ٢٧٢ ، ٢٧٤ ، ٣٣٩ ،

٣٨٤ ، ٣٩٠ ، ٤٢٥

سيرة ، ٣٣٨

الشروط الحدية للدالة الموجية ، ٣٥٣ ، ٣٥٦ ،

٣٥٩ ، ٣٨٢ ، ٣٩٢ ، ٣٩٧ ، ٤٩٥

الشروط الكمية لبوهر ، ٦٠

بوهر - سمرفلد ، ٤١١

شل ، س. ج. ، ٢٤٤

شميدت ، ب. ، ٢١١

شوجر ، ج. ، ١٤٧

(ص)

الصفير المطلق ، ٤٥ ، ٨٢

صورة غرفة سحابة ، انبعاث ألفا ، ٣٦٧

البوزيترون ، ٢٠٦

الرخة المتعاقبة ، ٣٠

عدادات (انظر كواشف جسيمية)
 عدم اعتماد القوى النووية على الشحنة ، ١٠١ ،
 ١٦٤
 عدد أفوجاردرو ، ٢٧ ، ٤٠ ، ٧٥ ، ٥٠٥
 تمييزه ، ٤١ ، ٤٣ ، ٥١ ، ٣٦
 العدد الباريوني ، ٤٧٥
 العدد الذري ، ٧٣ ، ٩٥ ، ١٥٩ ، ١٦٠ ، ٥٠٨
 العدد الكمي الرئيسي ، ٤٢٦
 العدد الموجي ، ٧٦
 العداد الوميضي ، ٣١٠ ، ٣١٢
 العرض الطبيعي للنقط ، ١٤٧
 عروض الخطوط ، الاتساع بالتصادم ، ١٧١
 اتساع دوبلر ، ١٦٨
 اتساع طبيعي ، ١٤٦ ، ١٦٨
 مبدأ عدم التيقن ، ٢٩٩
 عروض مستويات الطاقة ، ١٣٩
 وأزمة العمر ، ١٤٦
 ومبدأ عدم التيقن ، ٢٩٦
 عزم ثنائي القطب في الذرات ، ١٧٣
 عزوم ثنائي القطب المغناطيسي في الذرات ، ١٢١ ،
 ١٧٦
 عقد الدوال الموجية ، ٤٠٨
 علاقة عدم التيقن ، ٣٨ ، ٢٨٢
 خط عرض - العمر المتوسط ، ٢٩٦
 الزمن - التردد ، ٢٩٤
 الموضع - كمية الحركة ، ٢٨٧
 عمر الأرض ، ٣٧٥
 العمر المتوسط ، ١٤٣ ، ٣٧٤
 العمليات التصادمية (انظر أيضاً الاستطارة)
 واختراق الحاجز ، ٣٧٤
 قوانين البقاء ، ٢٥٧
 العناصر (انظر العناصر الكيميائية)
 العناصر الأرضية النادرة ، ١٥٩
 العناصر الإكتينية ، ١٥٩

طاقة التناثر الكولومية النووية ، ١١٨
 طاقة الجهد ، جزيئية ، ٤١٤
 في الذرات ، ٨٦
 الطاقة الكهرستاتيكية ، للالكترتون ، ٣٤
 للأنوية ، ١١٩
 طاقة كولوم للأنوية ، ١١٨
 الطبقات K ، L ، M ، ١٦٠
 طريقة المجال المثبط ، ٥٣
 طريقة المسحوق ، ٢٤٢ ، ٢٥٢
 طقم إحصائي متناسق الأجزاء ، ٢٩٧ (انظر
 أيضاً الأطقم الإحصائية)
 الطول الموجي ، ٧٦
 شطر من جدول الأطوال الموجية ، ١٢٤
 الطول الموجي لكمبتون ، ١٩٩
 طومسون ، ج . ب ، ٢٣٨
 طومسون ، ج . ج . ٤١ ، ٧٤
 سيرة ، ٤٢
 طيف (ضوئي) ، جزئى كربون ، ١٣٢
 زئبق ، ١٣٣
 موجة ميكرونية ، للجزئى ، ٢٤٥
 هيدروجين ، ١٢٦
 هيليوم ، ١٣٠
 طيف كتلة الزينون ، ٩٩
 طيف كتلى ، للباريونات ، ٤٧٠ ، ٤٧٢
 للزينون ، ٩٩
 ميزونات ، ٤٧٠
 (ظ)
 ظاهرة التخليق ، ٢٨ ، ٢٠٧ ، ٤٨٢ ، ٤٨٤ ،
 ٤٨٧
 ونظرية المجال ، ٤٨٧
 ظاهرة الهدم ، ٥٢ ، ٤٨٧
 (ع)
 عداد شيرينكوف ، ٢٢٥ ، ٤٤٦

تأثير الارتداد في الانبعاث والامتصاص ، ٢٢٤

خواص جسيمية ، ١٨٦

كتلة السكون الصغرى ، ١٨٨

نظرية كمية ، ٢١٨

فورد ، ك. ر. ، ٤٩٩

الفولت ، معياره ، ٩٥

فولر ، و. أ. ، ٣٨٥

فولر ، و. ب. ، ٤٩٩

فيتش ، ف. ل. ، ٤٣٠

فيجنر ، أ. ب. ، ١٧٩

فيرى ، أ. ، ١٠٢

وحدة طول ، ١٠١

الفيزياء الكلاسيكية ، ٢٠٠

الحالة النهائية لفيزياء الكم ، ٣٩١ ، ٤٣٥

الفيض الإشعاعى ، ١٨٩

(ق)

قاعدة ستوكس ، ١٣٦

قانون أسى لاضمحلال الأنوية ، ٦٦ ، ٣٧٤

قانون فين للإزاحة ، ٤٨ ، ٦٧

قانون كبلر ، ٥٩

قانون كولوم وتبادل الفوتونات ، ٤٩٥

قانون كيرشهوف ، ٤٩

قطار أورتل من موجات الضوء ، صورة كلاسيكية ، ٢١٣

القفزات الكمية ، ١٢٨ ، ١٣٩

قواعد الإنتقام ، لانتقالات ثنائى القطب ، ١٧٧

لأطياف القلوبيات ، ١٥٠

لكمية الحركة الزاوية ، ١٥٢

قوانين التحويل النسبية ، (أنظر تحويل لورنتز)

القوى النووية ، ١٠١

المدى والشدة ، ١٠١ ، ٢٩٣

ونظرية الميزون ، ٤٩٠

القيم المتوقعة ، ٤٣١ ، ٤٣٤

نوى انبعاث الحاملة ، ١٦١

العناصر الكيميائية ، ٧٤

التركيب القشرى ، ١٦٠

جداول ، ٧٢ ، ٧٢ ، ٥٠٨

الجدول الدورى ، ١٥٩

منشأ ، ٣٧٩

عناصر اللانثانيد ، ١٥٩

(غ)

الغرابية ، ٥٠١

الغاز المثالى ، ٤٦

(ف)

ف. نيومان ، ج. ، ٢٧٥

فاينبرج ، ج. ، ٤٩٨

فايمان ، ر. ب. ، ٢٧٥

الفراغ ، فى النظرية ، ٤٨٠

فرانك ، ج. ، ١٣٥

فراونلدر ، ه. ، ٢٢٥

فريتر ، و. ب. ، ٣٠

فريدريك ، و. ، ٤٣ ، ٢٠٢

فريسكن ، و. ر. ، ٤٦٠

فريش ، د. ه. ، ٣٣٠ ، ٤٩٨

فرض بروت ، ٦٥

الفعل ، ٣٥

الفعل من بعد ، ٤٨٣

فلد ، ب. ت. ، ٤٥٣ ، ٤٥٤

الفلورية ، ١٣٦

رنين ، ١٣٩

الفناء ، ٢٩٠ ، ٢٠٠ ، ٤٨٧

لضديد البروتون والبروتون ، ٤٨٩ ، ٤٩٦

لضديد النيوترون والبروتون ، ٢٠٩

نجمة فى مستحلب فوتوغرافى ، ٢٠٩

فوتون ، ٥٢

الانبعاث من مصدر متحرك ، ١٧٦

القيم المميزة ، ٣٩٧ ، (انظر أيضاً مستويات الطاقة)

(ك)

كتلة ، إلكترون ، ٤١ ، ٥٠٤
جسيمات أولية ، ٥٠٦ ، ٥٠٧
الكتلة الذرية ، الوزن ، ٧٢
جداول ، ٧٢ ، ٧٤ ، ٥٠٨
الكتلة الكهرمناطيسية للإلكترون ، ٣٤
الكتلة المختزلة ، في الجزيئات ثنائية الذرات ، ٤١٩

في الذرات شبيهة الهيدروجين ، ٤٢٦
كثافة الاحتمالية ، ٣٤٢
الحالات المستقرة وغير المستقرة ، ٣٩٣
كراموز ، أ. ٨ ، ٤١١
كرانبرج ، ل ، ٤٥٦
كراو ، ك ، ١١٦
الكفاءة الكمية ، ٣٠٤
كليبوز ، أ ، ٢٠٧
كم الطاقة للمتذبذب ، ٥١
كم الفعل ، ٣٥

كبتون ، أ. ٨ ، ١٩٩ ، ٢٠٠
كمية الحركة الزاوية ، ٣٥ ، ٦٠ ، ١٥١
الأعداد الكمية ، ١٥٢ ، ٤٢٦
للجزيئات ثنائية الذرة ، ٤٢٠
قواعد الانتقاء ، ١٥٢ ، ١٧٧
المدارية ، المغزلية ، الكلية ، ١٥٢
ومبادئ التماثل ، ١٧٧
كمية الحركة الزاوية الكلية ، ١٥٢
كمية الحركة الزاوية المدارية أو الدورانية ، ١٥٢ ، ٤٢٨

التكسيم في نظرية بوهر ، ٦٠
كمية الحركة الزاوية المنزلية ، إلكترون ، ١٥٢
جسيمات أولية ، ٤٦٩ ، ٥٠٦ ، ٥٠٧

الكهرديناميكا الكمية ، ٨٢ ، ٣٤٢
وقانون كولوم ، ٤٩٢ ، ٤٩٥
الكواركات ، ٤٧٩
كواشف (انظر كواشف جسيبية)
كواشف الجسيمات ، زمن التحليل ، ٢٨٧
عداد جيجر - مولر ، ٢٩٧ ، ٢٩٨
عدادات وميضية ، ٣١٠ ، ٣١٢
مضاعف ضوئي ، ٣٠١ ، ٣٠٣ ، ٣٠٤
كورانت ، ر ، ٢٧٤
كوري ، ب ، ١١٦
كوري ، م ، ١١٦
كولتز ، ج ، ٢٢٤ ، ٣٣٠
كوندون ، أ. أ ، ٣٧٤
كوهين ، أ ، ر ، ١١٦ ، ٥٠٤
كيتيل ، س ، ٢٧٤
كيرلبوم ، ف ، ٥٢
كيلوجرام ، ١١١
كينج ، ج. ج ، ١١٠

(ل)

لابوردى ، ١١٦
لاو ، م ، ٤٣ ، ٢٠٢
لايتس ، س. م. ج ، ٤٩٢
لايتون ، ر. ب ، ٢٧٥ ، ٤٠٥
اللبتونات ، ٤٦٩ ، ٤٧٠ ، ٥٠٦
لندن ، ف ، ٤١٧
لوريغن ، ت ، ١٦٣ ، ١٨٠ ، ١٨٣
لوشميدت ، ٢٧
ليفين ، ج. س ، ٤٥٦
ليفينجود ، ج. ج ، ٦٤
لينارد ، ب ، ٥٢
ليونز ، أ. ٨ ، ١٨٠

(م)

مارسدن ، أ. ، ٥٧

مارشاك ، ر. أ. ، ٤٩٩

ماكرای ، أ. أ. ، ٢٥٠

ماكسويل ، ج. س. ، ٢٦٠

مايتر ، ل. ، ٢٦٧ ، ٢٨٢

مايكل ، ج. ، ٥٢

مبدأ الاستبعاد ، ٩٠

والجدول الدوري ، ١٦١

مبدأ التراكب ، ٢٦٣

مبدأ التراكب للميكانيكا الكمية ، ٢٦٣

مبدأ التناظر ، ٤٣٥

المبدأ التوافق ، ١٢٦

مبدأ الضم لريتر ، ١٢٦

مبدأ عدم التيقن ، ٣٨ ، ٢٨٢

والتركيب الذري ، ٢٩٣

والتركيب النووي ، ٢٩٤

والحيود ، ٢٩١

وطاقة الربط للهيدروجين ، ٢٩١

وكتلة السكون للجسيمات غير المستقرة ، ٤٦٥

ومحاولات دحضه ، ٣٢٩ - ٣٣٣

المتذبذب ، لبلاك ، ٥٠ ، ٨٤

في الميكانيكا الكمية ، ٤١١

متذبذب تضاؤل ، ١٤٢

المتذبذب التوافق ، ٤١١

استجابة لموجه كهرومغناطيسية ، ١٤٣

المتذبذب القشري ، ١٤٤

المتذبذب ، ١١١

متسلسلة بالمر ، ٤٢٧

متسلسلة براكيت ، ٤٢٧

متسلسلة ليمان ، ٤٢٧

متثل ، د. ب. ، ٢٤٤

متصل مستويات الطاقة ، ١٣٧

متماقيات الاضمحلال الجاسي ، ١٦٩

متعددة ، في المطيافية الذرية ، ١٥٦

في نظرية الجسيمات الأولية ، ٤٦٩

متغير ديناميكي ، ٣٦

المتغير المشوائي ، ٣١٠

متغيرات مرافقة ، ٦٨

متوسطات المتغيرات الفيزيائية ، ٣١٠ ، ٣١١

مجال ، ٤٨٣ ، ٤٨٦

وصف الجسيمات ، ٤٨٦

المجال الكمي ، ٤٨٦

المجال الكهرومغناطيسي (انظر أيضاً مجال)

تحويل لورنتز ، ١٩٣

التفاعل البيني للجسيمات المشحونة ، ٤٨٤ ، ٤٩٢

تفسير كمي ، ٢١٩

الشدة القصوى للمجالات الميانية ، ١٠٥

مجال ميزوفى استاتيكي ، ٤٩٢

المجاميع الإحصائية النقية ، جالات ، ٣٢٢

مجموعات إحصائية ، ٣١٠

تراكب غير مترابط ، ٣١٥ ، ٣١٧

تراكب مترابط ، ٣١٧

الدوال الموجية ، ٣٢٥

متوسط المتغيرات ، ٣١٠

المجموعات الإحصائية مخلوطة ونقية ، ٣٢٢

مجنيتون ، ١٢٠

مجنيتون بوهر ، ١٢٠

محزوز الحيود ، ٢٧٧

مدى تأثير القوى النووية ، ١٠٣ ، ٤٩٠

مدى جسيمات ألفا ، ٣٦٧

مساحة المقطع المستعرض ، ٤٤٧

بدلالة الإزاحة الطورية ، ٤٦٤

برايت - فيجنر ، ١٤٥ ، ٤٦٤

التفاضلي ، ٤٥٥

مكتبة

معادلة شرودينجر ، اشتقاق ، ٣٤٨
 تقريب WKB ، ٤١١
 الصيغة المستقلة عن الزمن ، ٣٤٩
 الصيغة المعتمدة على الزمن ، ٣٤٥ ، ٣٥٠
 فروض أساسية ، ٣٣٨
 مسائل الحاجز أحادي البعد ، ٣٥٠
 معادلة شرودينجر المستقلة عن الزمن ، ٣٤٩
 معادلة شرودينجر المعتمدة على الزمن ، ٣٥٠
 معادلة كلاين - جوردون ، ٢٦٤ ، ٣٤٢
 للميزونات ، ٤٩٣
 المعادلة الموجية النسبية ، ٢٦٤ ، ٣٣٩ ، ٣٤٢
 معامل النفاذ في اختراق الحاجز ، ٣٦٦
 المعايير الذرية للقياس ، ١١١
 معدلات الانتقال لانبعث الضوء ، ١٧٢
 منزلية الإلكترون ، ١٥٢
 المنزلية النظرية ، ٤٧٥
 المفاعل النووي ، ١٢٠
 المقطع المستعرض للتصادم ، ٤٤٧ (انظر أيضاً)
 المقطع المستعرض (المقطع المستعرض)
 المقطع المستعرض الكلي ، ٤٤٧ (انظر أيضاً)
 المقطع المستعرض (المقطع المستعرض)
 مقياس تداخل مايكلسون ، ٣٠٧
 مللي بارن ، ٤٥٢
 منحني نواتج التفاعلات النووية ، ٣٤٦
 منحنيات مساحة المقطع ، إلكترونات على الكالسيوم ،
 ٤٥٨
 بروتونات على الألومنيوم ، ٤٦٦
 بيون - بروتون ، ٤٦٠ ، ٤٦٧
 نيوترونات على البيروموت ، ٤٥٦
 نيوترونات على الفضة
 نيوترونات على الكاديوم
 مندليف ، د. أ. ، ١٦١
 موتز ، ل. ، ٦٥ ، ١٦١ ، ٢٢٣
 مؤثر تفاضلي مرافق ، ٤٣٢

تفسير هندسي ، ٤٤٨
 الكلي ، ٤٤٧
 المرن ، غير المرن ، التفاعل ، ٤٥١
 مساحة المقطع المستعرض التفاضلي ، ٤٥٥
 (انظر أيضاً مساحة المقطع)
 مساحة المقطع المستعرض للتفاعل ، ٤٥١
 مساحة المقطع المستعرض المرن ، ٤٥١
 مساحة المقطع الهندسي المستعرض ، ٤٥٢
 المستوى الافتراضي ، الحالة الافتراضية ، ١٦٤ ،
 ٤٠٨
 المستوى الطوري للمتذبذب ، ٦٨
 مستويات الطاقة ، ١٢٧
 لآبار الجهود المربعة ، ٣٩١ ، ٤٠٥
 للأنظمة شبيهة الهيدروجين .
 الإهتزازية ، للجزئ ، ٤١٣
 تمثيل تخطيطي ، ١٣٠ (انظر أيضاً رسومات
 تخطيطية للحدود)
 الدورانية ، للجزئيات ، ٤٢١
 العروض ، ١٤١
 للمتذبذب التوافق ، ٤١٣
 نظرية شرودينجر ، ٣٩٠
 مستويات الطاقة المنفصلة ، ١٢٧ ، ٣٩٠
 مصفوفة S ، ٤٩٠
 مطيافية بيتا ، ٣١٣
 مطيافية الموجات الميكرونية ، ٤٢٣ ، ٤١٥
 معادلات ماكسويل ، ٢٦٧ ، ٤٨٠ ، ٤٩٢
 معادلات المجالات اللاحظية ، ٤٨٧
 المعادلات الموجية ، ٣٣٩
 ديراك ، ٣٣٩
 حلول التردد السالب ، ٢٦٦
 شرودينجر ، (انظر معادلة شرودينجر)
 كلاين - جوردون ، ٢٦٤
 نتائج أولية ، ٢٦٦

الميكانيكا الكمية ، ٢٠
 ميكانيكا المصفوفات ، ٢٧٢
 الميكروسكوب الالكتروني ، قوة تحليل ، ٢٧٩
 ميليكان ، ر. أ. ، ٤٣ ، ٥٣
 سيرة ، ٢١٤
 قياس ثابت بلانك ، ٥٣
 قياس شحنة الالكترون ، ٤١
 الميون ، ٤٣٠ ، ٤٦٩ ، ٤٩٤
 (ن)
 نايت ، ر. ، ٢٤٤ ، ٢٥٢ ، ٢٥٣
 نسبة التفريغ ، ١٥٩ ، ١٦٧
 نسبة كتلة الالكترون إلى كتلة البروتون ، ٤١
 النسبية ، النظرية الخاصة ، ٣٥ ، ١٨٧ ، ٢٠١ ،
 ٢٣٤ ، ٤٨٣
 النظرية العامة ، ١٠٤
 النسبية الخاصة ، ٣٥ ، ١٨٧ ، ٢٠١ ، ٢٣٤ ،
 ٤٨٣
 النسبية العامة ، ١٠٤
 النشاط الإشعاعي ، ٦٦ ، ١٦٧ ، ٣٦٦ ، ٣٧٥
 باعثات ألفا ، ٣٧٨
 في احيولوجيا ، ٣٧٦
 سلسلة $2 + 4n$ ، ٣٧٥
 سلسلة يورانيوم - راديوم - رصاص ، ٣٧٦
 قانون الانحلال الأسّي ، ٦٦ ، ٣٧٤
 نشاط ألفا الإشعاعي ، ٣٦٦
 اختراق الحاجز ، ٣٦٩
 انحلال الراديوم ، ٦٦ ، ١١٦ ، ١١٧
 باعثات نمطية ، ٣٧٣
 التركيب الدقيق في انحلال البريموث ، ١٦٧
 توليد الحرارة ، ١١٦
 زمن العمر مقابل الطاقة ، ٣٧٢
 نصف قطر بوهر ، ٦٠ ، ٨٤ ، ٥٥٥

مؤثر الطاقة ، ٤٣٤
 المؤثر الابلانسي ، ٢٦٤ ، ٤٩٣
 مؤثر الموضع ، ٤٣١
 مؤثرات ، طاقة ، كمية حركة ، موضع ، ٤٣١
 مؤثرات تفاضلية ، ٢٦٤ ، ٣٩٧ ، ٤٣٤
 طاقة ، ٤٣٤
 القيم المميزة ، ٣٩٧
 كمية تحرك ، ٤٣٢
 مؤثرات كمية الحركة ، ٤٣٢
 موج ، ف. ، ١١٦
 موجات دليلية ، ٢٦٢
 موجات رائدة ، ٢٦٢
 انحلال ، ٢١١ ، ٤٨٥
 ميزونات باي ، بيونات ، ٢٨ ، ٣٦٩
 المقطع المستعرض لميزون باي
 والقوى النووية ، ٤٩٠ ، ٤٩٥
 الموجات المادية ، ٢٣٠
 الموجات المستوية في نظرية ، ٣٨٤
 موجات موقوفة ، وتكبير ، ٣٩٠
 مور ، س. أ. ، ١٥١
 موريسون ، أ. ، ٢٧٥
 موريسون ، ب. ، ٢٧٥
 موريلد ، ٤٩٢.٥
 موزلي ، ج. ج. ، ١٦١
 رسم بياني ، ١٦٢
 موسبور ، ر. ل. ، ٢٢٥
 مولين شتدت ، ج. ، ٢٦١
 ميرز باخر ، أ. ، ٣٨٤ ، ٤٣٥
 ميريت ، ف. ر. ، ٤٢٤
 ميزون - إيتا ، ٤٦٩ ، ٤٧٥ ، ٥٠٧
 ميزونات ، اكتشاف ، ٤٩٢
 جداول ، ٤٦٩ ، ٥٠٧
 والقوى النووية ، ٤٩٠
 ميزونات - K ، ٢٨ ، ٤٦٩

النظائر ، ٧٣ ، ٣٤١ ، ٤١٩ ، ٤٤٠ ،

جدول ، ٧٣

رسم بياني ، ١٠٠

الطيف الكتلي للزيتون ، ٩٩

الوفرة النسبية في الأكسجين ، ٧٤

الوفرة النسبية في الهيدروجين ، ١١٨

النظرية الحركية للغازات ، ٤٦

نظرية شرودينجر للميكانيكا الكمية ، ٣٩٦

الحالات المستقرة ، ٣٩٠ ، ٣٩٦

متغير الموضع وكمية الحركة ، ٤٣١

نظرية طريق الثماني طيات ، ٤٧٧

نظرية القياس ، ٢٩٧

نظرية المجال الكمي ، ٤٨٠ (انظر أيضاً المجال)

النقص الكتلي في الأنوية ، ٩٦

نقطة انقلاب ، ٣٥١ ، ٤٠٩

نهاية التأين ، ١٣٧ ، ١٣٦

النهاية الصغرى للطول الموجي لشعاع ، ٢٠٥

النهاية الكمية ، ٢٠٥

النهاية الكمية للانتقالات ، ١٢٨

النواة الأم ، ١٦٦

نواة البورون ، مستويات الطاقة ، ١٦٣

النواة الوليدة ، ١٦٦

نيبنغ ، ب ، ٤٣ ، ٢٠١

نيذركوت ، أ . هـ . ، ٤٤١

النيوترون ، إضمحلال بيتا ، ١٦٩

اكتشاف ، ٩٥

كتلة ، ٩٥ ، ٥٥٥

المقطع المستعرض على اليزموث ، ٥٦

المقطع المستعرض على الفضة ، ٤٥٤

المقطع المستعرض على الكاديوم ، ٤٥٣

النيوترينو ، في إضمحلال بيتا ، ١٦٧

في إضمحلال الميزون ، ٤٦٩

(هـ)

المادرونات ، ٤٧٢

هارنويل ، ج . ب . ، ٦٤

هاريسون ، ج . ر . ، ١٢٤

هافنيوم ، تنبؤ بوهر ، ١٥٩

هاليداي ، د . ، ١٧٨ ، ٣٣٠ ، ٣٨٥

هاينز ، و . ، ٢٤٤ ، ٢٥٢ ، ٢٥٣

الهدف ، هيدروجين سائل (ضوئي) ، ٢٥٣

في الاستطارة ، ٤٤٧ ، ٤٥٢

هرزبرج ، ج . ، ١٧٨

هلبرت ، د . ، ٢٧٤

الهليوم ، رسم تخطيطي للحدود ، ١٥٥

طيف ، ١٣٠

هنري ، ج . أ . ، ٢٢٤

هوايت ، هـ . ، ١٧٨

هوس ، ت . ، ٤٦٧

هوفستادتر ، ر . ، ١٠١

هوك ، ر . ، ٢٤

هولدن ، أ . ن . ، ٤٢٤

هوهنبرج ، س . أ . ، ٣٧٨

هويت تيكر ، أ . ، ٦٤

هويل ، ف . ، ٢٢٤ ، ٣٨٥

الهيدرون لامدا ، ٤٦٩

الإنتاج والاضمحلال ، ٤٨٥

الزوج لامدا ، ضد لامدا ، ٤٨٩

هيدرونات ، ٢٨ ، ٤٦٩

هيتلر ، و . ، ٤١٧

هيشكوت ، ن . هـ . دي ث ، ٦٥

هيجنز ، س . ، ٢٤

الهيدروجين الثقيل ، ١١٧

الهيدروجين السائل ، غرفة الفقاعة ، ٤٨٣

هدف ، ٤٤٧

هيرتز ، ج . ١٣٣٤

هيزنبرج ، و . ٢٧٣ ، ٢٨٤

السيرة ، ٢٧٣

مبدأ عدم التيقن ، ٣٤ (انظر أيضاً مبدأ عدم التيقن)

ميكانيكا المصفوفات ، ٢٧٢

نظرية مصفوفة S ، ٤٩٠

(و)

وانس ، م . ٢٠٥

وحدات القياس الميانية ، ٦٦ ، ١١١

الوحدات الطبيعية في فيزياء الكم ، ٧٧

وحدة الكتلة الذرية ، ١٠٥ ، ٥٠٤

المكاني الطاقة ، ٧٨ ، ٥٠٤

وفرة العناصر في الأرض ، ٣٧٩

وفرة العناصر في الكون ، ٣٧٨

ولان ، أ . ٢٤٤

ونتزل ، ج . ٤١١

وو ، س . ٣٣٠

ويجاند ، س . ٢٠٨

ويلسون ، ج . ٣٣٠

ويلسون ، س . ٢٠١

(ي)

ياجودا ، ٣٣٠

يلراي ، س . ٢٠٣

يورانيوم ، انشطار ، ١٢٠

في الكرة الأرضية ، ٣٧٥

يوري ، ١١٨

يوكاوا ، ٤٩٢

الجهد ، ٤٩٤

سيرة ، ٤٩١

نظرية الميزون للقوى النووية ، ٤٩٠

يونت ، د . ٢٣٠

وحدات وعوامل تحويل *

1 micron (μ) = 10^{-6} meter	الطول
1 millimicron ($m\mu$) = 10^{-9} m = 10^{-7} cm	
1 Angström (\AA) = 10^{-8} cm	
1 fermi (f) = 10^{-13} cm	
1 barn (b) = 10^{-24} cm ²	المساحة
1 millibarn (mb) = 10^{-27} cm ²	
1 year $\cong 3.156 \times 10^7$ sec	الزمن
1 newton = 10^5 dyne	القوة
1 joule = 10^7 erg $\cong (0.2389 = 1/4.186)$ calories	الطاقة
1 electron volt (eV) = $(1.60210 \pm 0.00002) \times 10^{-19}$ joule	
1 atomic mass unit (amu) = $(1.66043 \pm 0.00002) \times 10^{-24}$ gm	الكتلة
1 coulomb = $(2.997925 = 0.000001) \times 10^9$ esu = 0.1 emu	الشحنة
1 esu = (299.7925 ± 0.0001) volt (V)	الجهد
1 volt-sec/m ² = 10^4 gauss	الحث المغناطيسي
$(1 \text{ amu}) \times c^2 = (9.31478 \pm 0.00005) \times 10^8$ eV	الطاقة المكافئة لوحدة الكتلة الذرية
1 curie = 3.7×10^{10} disintegrations per second	نشاط عينة مشعة
1 eV : $(2.41804 \pm 0.00002) \times 10^{14}$ sec ⁻¹	التردد المصاحب لـ 1 eV
1 eV : $(1.239810 \pm 0.000013) \times 10^{-4}$ cm	الطول الموجي المصاحب لـ 1 eV
1 eV : $(8.06573 \pm 0.00008) \times 10^3$ cm ⁻¹	العدد الموجي المصاحب لـ 1 eV

* من أجل جداول أخرى للثوابت الفيزيائية ، أنظر الملحق .


عوامل التحويل بين الوحدات المستخدمة في التعبير عن مقادير الطاقة

	طاقة		طاقة كلية		درجة حرارة	كتلة	تردد	عدد موجي	طول موجي
	E eV	erg	$N_A E$ erg/mol	cal/mol	E/k °K	E/c^2 amu	E/h cycles/sec	$E/(hc)$ cm ⁻¹	$(hc)/E$ Å
1 eV	1	1.6021 $\times 10^{-12}$	9.6487 $\times 10^{11}$	23050	11605	1.0736 $\times 10^{-9}$	2.4181 $\times 10^{14}$	8065.8	12398
1 erg	6.2418 $\times 10^{11}$	1	6.0226 $\times 10^{23}$	1.439 $\times 10^{16}$	7.244 $\times 10^{15}$	6.7010 $\times 10^2$	1.5093 $\times 10^{26}$	5.0345 $\times 10^{15}$	1.9863 $\times 10^{-8}$
1 erg/mol	1.0364 $\times 10^{-12}$	1.6604 $\times 10^{-24}$	1	2.389 $\times 10^{-8}$	1.203 $\times 10^{-8}$	1.1126 $\times 10^{-21}$	250.61	8.3594 $\times 10^9$	1.1963 $\times 10^{16}$
1 cal/mol	4.338 $\times 10^{-5}$	6.951 $\times 10^{-17}$	4.186 $\times 10^7$	1	0.503	4.658 $\times 10^{-14}$	1.049 $\times 10^{10}$	0.3499	2.858 $\times 10^8$
1 °K	8.617 $\times 10^{-5}$	1.381 $\times 10^{-16}$	8.314 $\times 10^7$	1.986	1	9.251 $\times 10^{-14}$	2.084 $\times 10^{10}$	0.6950	1.439 $\times 10^8$
1 amu	931.48 $\times 10^6$	1.4923 $\times 10^{-3}$	8.9876 $\times 10^{20}$	2.147 $\times 10^{13}$	1.081 $\times 10^{13}$	1	2.2524 $\times 10^{23}$	7.5131 $\times 10^{12}$	1.3310 $\times 10^{-5}$
1 cycle/sec	4.1355 $\times 10^{-15}$	6.6255 $\times 10^{-27}$	3.9903 $\times 10^3$	9.532 $\times 10^{-11}$	4.799 $\times 10^{-11}$	4.4398 $\times 10^{-24}$	1	3.3356 $\times 10^{-11}$	2.9979 $\times 10^{18}$
1 cm ⁻¹	1.2398 $\times 10^{-4}$	1.9863 $\times 10^{-16}$	1.1963 $\times 10^8$	2.858	1.439	1.3310 $\times 10^{-13}$	2.9979 $\times 10^{10}$	1	10 ⁸
1 Å	1.2398 $\times 10^4$	1.9863 $\times 10^{-8}$	1.1963 $\times 10^{16}$	2.858 $\times 10^8$	1.439 $\times 10^8$	1.3310 $\times 10^{-5}$	2.9979 $\times 10^{18}$	10 ⁸	1
Electron mass mc^2	511006	8.1868 $\times 10^{-7}$	4.9306 $\times 10^{17}$	1.178 $\times 10^{10}$	5.930 $\times 10^9$	5.4859 $\times 10^{-4}$	1.2356 $\times 10^{20}$	4.1217 $\times 10^9$	2.4262 $\times 10^{-2}$
Rydberg R_∞	13.605	2.1797 $\times 10^{-11}$	1.3127 $\times 10^{13}$	3.136 $\times 10^5$	1.579 $\times 10^5$	1.4606 $\times 10^{-8}$	3.2898 $\times 10^{15}$	109737	911.27

رقم الايداع بدار الكتب

١٩٨٤/٧.٥٠

الدار الهندسية للطباعة

 Bibliotheca Alexandrina



0696576